Om ändringar i elektriska ledningsmotståndet hos antimonit särskilt vid belysning

AKADEMISK AVHANDLING

SOM MED TILLSTÅND AV

VITTBERÖMDA FILOSOFISKA FAKULTETENS I UPPSALA
MATEMATISK-NATURVETENSKAPLIGA SEKTION

FÖR FILOSOFISK DOKTORSGRADS VINNANDE

TILL OFFENTLIG GRANSKNING FRAMSTÄLLES

AV

ARTUR ERIKSON
FIL. LIC.

Å FYSISKA INSTITUTIONENS LÄROSAL

ONSDAGEN DEN 5 MAJ 1915 KL. 10 F. M.

UPPSALA 1915
K. W. APPELBERGS BOKTRYCKERI

Om ändringar i elektriska ledningsmotståndet hos antimonit särskilt vid belysning

AKADEMISK AVHANDLING

SOM MED TILLSTÅND AV

VITTBERÖMDA FILOSOFISKA FAKULTETENS I UPPSALA
MATEMATISK-NATURVETENSKAPLIGA SEKTION

FÖR FILOSOFISK DOKTORSGRADS VINNANDE

TILL OFFENTLIG GRANSKNING FRAMSTÄLLES

AV

ARTUR ERIKSON
FIL. LIC.

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Å FYSISKA INSTITUTIONENS LÄROSAL
ONSDAGEN DEN 5 MAJ 1915 KL. 10 F. M.

UPPSALA 1915
K. W. APPELBERGS BOKTRYCKERI

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41523708_0032

Inledning.

Det har länge varit bekant, att elektriska ledningsmotståndet hos en del ämnen, t. ex. selen, tellur och svavelsilver, är beroende av, huruvida dessa ämnen äro belysta eller ej. Till dessa s. k. ljuskänsliga ämnen hör också, som Jæger[1] funnit, naturligt svavelantimon, även kallat spetsglans eller antimonit. Jæger fann nämligen, under det att han var sysselsatt med att bestämma elektriska ledningsförmågan hos antimonit, att denna förändrades med belysningens intensitet och ökades, då denna senare tilltog.

Jæger visade först, att det var ljusstrålningen, som förorsakade motståndsminskningen, under det att ultraröd strålning ej utövade något nämnvärt inflytande. För att utröna den inverkan ljus av olika våglängder hade, belyste Jæger sina celler genom färgade glas. Han fann, att för lika intensitet ljusverkan var störst i rött. Den gröna strålningens inflytande var mycket litet, under det att blått ljus hade ganska kraftig verkan. Särskilda försök visade, att ultraviolett strålning ej utövade något inflytande. Ljuseffekten var procentiskt densamma i de tre kristallografiska huvudriktningarna. Den var även för polariserat ljus oberoende av, hur den infallande strålningen var polariserad. — I detta samband må nämnas, att antimoniten kristalliserar rombiskt-holoedriskt, att den har utpräglade genomgångar, som gå $\perp$ *b*-axeln, och att de optiska axlarnas plan

[1] F. M. Jæger, Proceedings of Amsterdam 9, 809, 1906—07; Z. S. f. Krist. u. Min. 44, 45, 1908.

är ⊥ a-axeln[1]. — Enligt Jæger tycks ljuskänsligheten vara bunden vid den makrokristalliniska strukturen. Han smälte nämligen mineralet och lät det stelna kristalliniskt. Det visade sig härvid, att motståndet minskats flera tusen gånger och att ljuskänsligheten totalt försvunnit. Pulveriserades antimoniten, så försvann även ljuskänsligheten, men motståndet blev i det närmaste oförändrat. — Jæger fann, att motståndet[2] i antimoniten ej är konstant. Det avtager nämligen, då spänningen växer, ett förhållande, som även iakttagits hos de ljuskänsliga selencellerna och av Luterbacher[3] kallats "spänningseffekt". Antimonitcellerna visade ännu en likhet med selencellerna. Vid långvarig strömgenomgång minskade nämligen det s. k. mörkermotståndet, en egenskap, som av Ries[4] kallats "mörkertröghet". — En analys av det använda mineralet, som härstammade från Shikoku i Japan, visade, att det höll cirka 98 % rent Sb_2S_3. Föroreningarna voro *Ca*, *Sr*, *Ba*, *Fe* och SiO_2, men inga spår av selen och tellur funnos.

Jægers märkliga upptäckt har naturligtvis föranlett en del undersökningar över antimonitens elektriska ledningsförhållanden. Fru v. Martin[5] använde vid sina undersökningar celler, som voro konstruerade på följande sätt. Ett naturligt spaltstycke kittades genast efter framställningen med kanadabalsam fast på en glasskiva. Den fria ytan slipades därpå, tills kristallen erhållit önskad tjocklek, varefter kontakt åstadkoms vid kristallplattans ändar med hjälp av kopparamalgam. Kontakterna och baksidan av preparatet fästes med schellack på ebonit. Strömmen gick igenom kristallen

---

[1] A. Hutchinson, Z. S. f. Krist. u. Min. 43, 461, 1908.

[2] Motståndet hos antimonit är mycket stort. Som exempel kan nämnas, att Jæger hos sina kristaller, som hade en längd av några centimeter och ett tvärsnitt av cirka 0.25 cm.^{2}, fann motstånd, som varierade mellan 500.10^6—$20{,}000.10^6$ ohm.

[3] J. Luterbacher, Ann. d. Phys. 33, 1392, 1910.

[4] Chr. Ries, Phys. Z. S. 12, 522, 1911.

[5] Hilda v. Martin, Phys. Z. S. 12, 41, 1911.

parallellt med huvudaxeln (*c*-axeln). Fru v. Martin undersökte ljuskänslighetens beroende av det använda ljusets våglängd. Det visade sig, att ljuskänsligheten var beroende av, huruvida strömmen genomgick cellen i den ena eller andra riktningen. För den ena strömriktningen fann hon, att ljuskänsligheten ökade, då det påfallande ljusets våglängd växte från 0.43 μ till 0.70 μ, under det att för den andra riktningen ljuskänsligheten hade ett maximum vid 0.50 μ, ett minimum vid 0.60 μ. Undersökningen omfattade endast synbara spektrum, enär glaset och kanadabalsamen starkt absorberade den ultraröda strålningen. Det visade sig emellertid, att ultraröd strålning, som passerat en 2 mm. tjock ebonitplatta, utövade starkare verkan än en lika kraftig strålning av våglängden 0.70 μ. Men denna ljuskänslighet i ultrarött försvann, då glaset och kanadabalsamen avlägsnades, och den bestrålade ytan kom i direkt beröring med luften. — Fru v. Martin undersökte även ljuskänslighetens beroende av ljusintensiteten, och fann, att ljuskänsligheten växer långsammare än intensiteten. — Antimonitens motstånd avtager enligt v. Martin betydligt, då temperaturen växer. Cellerna visade, såsom Jæger funnit, mörkertröghet. Däremot var motståndet oberoende av spänningen, åtminstone i intervallet 21.6—220 volt. Om man, sedan mörkertröghetsfenomenet tydligt utvecklats, kastade om strömriktningen, så befanns motståndet i den nya riktningen större. Specifika ledningsmotståndet varierade betydligt hos olika kristaller, och kristallerna visade i allmänhet unipolär ledning.

Ries[1] har även undersökt ledningsförmågan hos antimonit från Shikoku. Han använde en cell, som bestod av en tunn kristallplatta, fästad mellan tvenne kopparbleck och insmält i paraffin, och konstaterade, att cellen visade såväl mörkertröghet som spänningseffekt. Ries[2] har vidare

---

[1] Chr. Ries, Ann. d. Phys. 36, 1055, 1911.
[2] Chr. Ries, Ann. d. Phys. 38, 721, 1912.

undersökt en del andra kroppar, vilkas ledningsförmåga ökas vid belysning, nämligen selen, svavelsilver, klorsilver och tellur. Alla dessa visade spänningseffekt, en egenskap, som han därför tillskriver alla ljuskänsliga celler.

Då en antimonitcell belyses, antager ledningsförmågan icke genast ett konstant värde, utan växer till en början hastigt, sedan långsammare och går så småningom mot ett maximivärde. Då belysningen upphör, återfår ledningsförmågan först så småningom sitt mörkervärde. Denna s. k. "tröghet under och efter belysningen" har särskilt undersökts av Glatzel[1], som fann, att trögheten var mindre hos antimonit än hos selen. Glatzel undersökte även ljuskänsligheten vid olika temperaturer och fann, att den var oberoende av temperaturen, under det att den enligt v. Martin[2] växte med temperaturen. Glatzel använde mycket känsliga celler, vilkas konstruktion är angiven av Gripenberg[3]. Ett fint metallgitter av guld eller platina, som var inbränt på glas, pressades mot ytan av en naturlig antimonitkristall. Gittret var delat så, att man erhöll två system av linjer, vilka bildade de båda elektroderna. Motståndet hos en sådan cell var mycket litet, mellan 10^5—5.10^6 ohm och minskade vid belysning till 0.1—0.01 av ursprungliga värdet. Cellerna voro mycket känsliga för atmosfäriska inflytelser, varför de inbäddades i vaselin. Endast lägre spänningar kunde användas, enär motståndet annars under strömgenomgången kunde tilltaga så, att cellen blev omöjlig att använda.

Jægers påstående, att ljuskänsligheten blott var bunden vid den makrokristalliniska strukturen, har föranlett Olie och Kruyt att göra en del undersökningar, om vilka de gjort ett preliminärt meddelande[4]. De framställde mycket

[1] Br. Glatzel, Ber. d. deutsch. Phys. Ges. 14, 607, 1912.
[2] H. v. Martin, l. c.
[3] W. S. Gripenberg, Journ. Americ. Chem. Soc. 33, 1761, 1911.
[4] J. Olie and H. P. Kruyt, Proceedings of Amsterdam 14, 740, 1912.

ljuskänsliga preparat av konstgjord antimonit. Ljuskänsligheten, som var av samma storleksordning som hos de naturliga kristallerna, var störst, då preparatet hade exakt sammansättningen Sb_2S_3. Föroreningar hade starkt inflytande på ljuskänsligheten. Redan beskaffenheten av de glasrör, i vilka preparaten sammansmältes, var av stort inflytande, i det att t. ex. en viss glassort gav fullkomligt okänsliga preparat, under det att med en annan känsliga celler alltid erhöllos. Härur tro sig Olie och Kruyt kunna förklara, att det lyckades dem att smälta naturliga svavelantimonkristaller, utan att dessa, när de åter stelnat, förlorat sin ljuskänslighet. Mörkermotståndet förändrades ej heller genom omkristalliseringen, tvärt emot vad Jæger[1] samt Koenigsberger och Schilling[2] funnit. Även om antimoniten pulveriserades, bibehöll den sin ljuskänslighet; ledningsförmågan blev däremot mindre.

W. Planck[3] har undersökt elektriska ledningsförmågan i de tre kristallografiska hufvudriktningarna. Kontakt vid kristallens ändar åstadkoms med hjälp av grafitpulver. Resultaten av Plancks undersökningar äro i korthet följande: Då strömmen gick parallellt med a-axeln, uppträdde varken mörkertröghetsfenomenet eller spänningseffekten. De två undersökta preparaten gåvo till en början olika värden på ledningsförmågan. Om de upphettades till 100° och sedan avkyldes, minskades ledningsförmågan, men den blev nu densamma för bägge cellerna. Detta värde antager Planck vara den sanna ledningsförmågan. Den var vid 20° $0{,}84 \cdot 10^{-8}$ [4].

I b-axelns riktning visade cellerna i allmänhet samma elektriska egenskaper som parallellt med a-axeln. Ett par preparat visade dock mörkertröghet, under det att ett annat

---

[1] Jämför sid. 2.

[2] J. Koenigsberger und K. Schilling, Ann. d. Phys. 32, 179, 1910.

[3] W. Planck, Elektr. Messungen an Antimonitkrist., Diss. Göttingen 1913.

[4] Med ledningsförmåga menas här inverterade värdet av motståndet, uttryckt i ohm, hos en kub med 1 cm. kantlinje.

visade ett slags polarisation, i det ledningsförmågan minskade under strömgenomgången. Ledningsförmågan parallellt med *b*-axeln var mindre än längs *a*-axeln, ungefär 20:dedelen av denna. — Längs *c*-axeln visade ledningsförmågan mycket egendomliga egenskaper. Den var för en viss spänning ej konstant, utan varierade under strömgenomgången och olika för olika spänningar, såsom framgår av följande exempel. Vid en spänning av 8 volt och däröver växte ledningsförmågan hos en cell mycket hastigt under strömgenomgången. Då spänningen var mindre växte ledningsförmågan långsammare. Vid ungefär 1 volts spänning minskade ledningsförmågan under de första minuterna efter strömslutningen för att sedan åter tilltaga. Var spänningen ännu mindre, så framträdde blott minskningen av ledningsförmågan. Planck undersökte ledningsförmågan även för växelström och fann, att denna vid långvarig strömgenomgång var konstant, blott frekvensen var stor hos strömmen. Var frekvensen däremot liten (30 pr min.) framträdde mörkertröghetsfenomenet. Ledningsförmågan växte vidare med frekvensen och till en viss grad även med spänningen. — Ledningsförmågan i *c*-axelns riktning var betydligt större än i de båda andra riktningarna, men den förminskades ej efter långvarig upphettning, vilket den däremot gjorde i *a*- och *b*-axlarnas riktning. — Vid temperaturförhöjning ökade ledningsförmågan i alla tre huvudriktningarna.

Av de nu refererade undersökningarna framgår, att de elektriska ledningsförhållandena hos antimonit äro av mycket komplicerad natur. Under det att ljuskänsligheten tycks vara gemensam för alla celler, synas däremot både mörkertröghetsfenomenets och spänningseffektens framträdande vara olika såväl hos olika kristaller som i de olika kristallografiska huvudriktningarna. Nu ha, som förut nämnts, mörkertröghet och spänningseffekt påvisats hos de ljuskänsliga selencellerna. Det kan därför vara lämpligt att här i korthet omnämna de resultat, till vilka selenforskningen kommit rörande fram-

trädandet såväl av dessa fenomen som av ljuskänsligheten. De viktigaste undersökningarna över selencellernas egenskaper hava av Chr. Ries sammanförts i ett arbete "Die elektrischen Eigenschaften und die Bedeutung des Selens für die Elektrotechnik" (1913). Ries skiljer här på normala och anomala selenceller, av vilka det är de normala, som framvisa selens specifika egenskaper. De normala cellerna lyda ej Ohms lag utan visa spänningseffekt och vid långvarig strömgenomgång även mörkertröghet. Hos de anomala cellerna, vilkas avvikande egenskaper tillskrivas absorberad fuktighet, avtager däremot ledningsförmågan vid långvarig strömgenomgång, ett förhållande, som delvis förklaras av en polarisation hos cellerna. Spänningseffekten framträder hos dessa celler ofta anomalt, d. v. s. ledningsförmågan minskar, då spänningen ökar. — Ljuskänsligheten framträder under vissa betingelser på samma sätt hos de anomala som hos de normala cellerna. Vid belysning ökas således ledningsförmågan till en början hastigt, sedan långsamt; vid därpå följande förmörkning går ledningsförmågan först så småningom tillbaka till sitt ursprungliga värde. Rörande ljuskänslighetens beroende av det använda ljusets våglängd och intensitet har det gjorts en hel del undersökningar, utan att man ännu fått klarhet härutinnan. Pfund[1] fann, att sambandet mellan ljusintensiteten E och ökningen D i ledningsförmågan vid belysningen kunde uttryckas genom formeln $D = k \cdot E^{\beta}$, där k och β för konstant våglängd äro konstanta. Belysningstiden var 12.5 sek. Konstanten β var emellertid olika för olika våglängder. Mellan 0.45—0.65 μ var den $= 1/2$, mellan 0.70—0.83 $\mu = 1$. På grund av dessa variationer i β-värdena kommer känslighetskurvornas form att förändras med ljusintensiteten. Så t. ex. fann Pfund, att en cell vid svag intensitet var känsligast för gulgrönt ljus, vid stark intensitet åter för rött. Pfund tror sig på detta sätt kunna förklara, varför många forskare funnit

[1] A. H. Pfund, Phys. Rev. 34, 370, 1912; Phys. Z. S. 13. 507, 1912.

maximikänslighet i rött, andra åter i gult och gröngult. — Pfunds resultat bestyrktes av Nicholson[1], vilken dessutom fann, att då cellen belystes så länge, tills stationärt tillstånd inträffat, konstanten β överallt var $= 1/2$. Brown och Sieg ha även undersökt känslighetskurvan och vid första försöken funnit den beroende av ljusintensitet och belysningstid[2]. De använde liksom Pfund och Nicholson en s. k. Giltaycell och funno vid en belysningstid av 30 sek. ett skarpt, förut ej påträffat maximum vid 0.80 μ, ett litet svagt maximum vid 0.69 μ och ett brett maximum vid 0.60 —0.54 μ. Det skarpa maximet vid 0.80 μ försvann dock, om intensiteten gjordes mycket liten. Vid kort belysningstid — 0.4 sek. — och stark intensitet försvunno maxima och minima, och utslaget var mellan 0.46—0,79 μ oberoende av våglängden.

De nu refererade undersökningarna ge vid handen att känslighetskurvans form hos selen skulle vara beroende av såväl ljusintensitet som belysningstid. Emellertid tyda förnyade undersökningar av Brown och Sieg[3] på, att något sådant beroende generellt ej existerar. De hava undersökt en hel del celler av olika fabrikat — däribland även Giltay-celler — och funnit, att känslighetskurvans karaktär i allmänhet är oberoende av såväl intensitet som belysningstid. Selen såsom sådant har ej någon bestämd känslighetskurva, utan är denna helt och hållet beroende av cellens framställningssätt. Till samma resultat har även Dietrich[4] kommit.

Hösten 1908 föreslog mig Herr Prof. K. Ångström, att jag skulle göra en undersökning över ljusets inflytande på

[1] P. J. Nicholson, Phys. Z. S. 14, 1210, 1913; Phys. Rev. 3, 1, 1914.

[2] F. C. Brown and L. P. Sieg, Phys. Rev. 2, 487, 1913.

[3] F. C. Brown and L. P. Sieg, Phys. Rev. 6, 48, 1914.

[4] E. O. Dietrich, Phys. Rev. 6, 498, 1914.

antimonitens ledningsförmåga. Vid denna tidpunkt förefunnos endast Jægers[1] undersökningar. Under tiden ha de här refererade undersökningarna tillkommit, behandlande såväl ljuskänsligheten som andra elektriska ledningsförhållanden hos antimoniten. Då mina undersökningar över ljuskänsligheten sträcka sig över ett förut ej behandlat våglängdsområde och resultaten av undersökningarna i övrigt delvis avvika från, vad föregående författare funnit, har jag ansett lämpligt publicera dem. De förberedande försöken över ljuskänsligheten gjordes 1909. Undersökningarna återupptogos hösten 1911, varvid även en del andra elektriska ledningsförhållanden hos antimoniten studerades. Den experimentella delen avslutades i april 1913. Undersökningarna hava utförts vid Fysiska Institutionen i Upsala. Till Institutionens Prefekt Herr Prof. Gustaf Granqvist uttalar jag mitt hjärtliga tack såväl för hans goda råd som för det intresse, med vilket han följt mitt arbete.

[1] F. M. Jæger, l. c.

Kap. I.

Antimonitcellerna.

Antimonitkristallerna slipades parallellt med genomgångarna och fästes, sedan den slipade ytan några timmar torkats i ett torkskåp (temp. omkring 40°), med kanadabalsam på en glasplatta, varefter den andra ytan slipades, tills kristallen erhållit önskad tjocklek. Vid de förberedande försöken åstadkoms kontakt på så sätt, att kristallens ändar försilvrades — se Kohlrausch: Prakt. Physik, 9 Auflage, sid. 32 — varpå de försilvrade ändarna täcktes med stanniolpapper, vilket medelst en mässingsskruv försiktigt pressades mot kristallplattan. Den vid dessa försök använda kristallplattan hade följande dimensioner: längd (// *c*-axeln) 29 mm., bredd (// *a*-axeln) 6.4 mm. och tjocklek (// *b*-axeln) 0.56 mm. Avståndet mellan de försilvrade ändarna var 13.5 mm. Strömmen genomgick kristallen // *c*-axeln.

Den vid huvudförsöken använda plattan slipades ur en synnerligen vacker kristall[1]. Dennas genomgångar voro visserligen något vågiga, men kristallen tycktes, att döma av slipytorna, vara synnerligen homogen. Antimonitplattans dimensioner voro — i samma riktningar som hos den ovan beskrivna plattan — 26.3, 6.5 och 0.44 mm. Plattan var ej fullt planparallell; tjockleken vid ändarna var 0.42 och 0.46 mm., på mitten 0.44 mm. Den var monterad på

[1] Kristallerna ha välvilligt ställts till mitt förfogande av Dr. G. Flink, Riksmuseet, Stockholm. Slipningen av samtliga plattor verkställdes av Preparator Ax. R. Andersson, Upsala.

en 1 mm. tjock glasplatta så, att ingen kanadabalsam kom mellan kristallen och glaset — detta av den anledning, att antimonitplattan skulle belysas genom glaset. Kontakt erhölls medelst förstoftad platina, som i ett urladdningsrör utfälldes på kristallen och vid vardera ändan upptog ett stycke av 4 mm. i kristallens längdriktning. Sedan kristallen jämte ett kärl med fosforsyreanhydrid kvarstått i vakuum[1] i 6 dagar, övergöts det hela, utom platinaskikten, med kanadabalsam. Den fick sedan kvarstå ett par dagar i vakuum, varefter kopparamalgam göts på platinaskikten. Innan amalgamet stelnat, nedsattes en amalgamerad koppartråd däri. Därpå övergöts även amalgamet med kanadabalsam. — I en 10.5 mm. tjock ebonitplatta gjordes en utfräsning, i vilken antimonitcellen nedlades med kanadabalsamen nedåt och med glasplattans övre plan liggande i det närmaste i jämnhöjd med ebonitplattans övre plan. Ledningstrådarna till cellen gingo genom urborrningar i eboniten. Ovanpå ebonitplattan fanns en spalt, genom vilken kristallen belystes.

[1] Ovannämnda försiktighetsmått gjordes för att om möjligt minska den polarisation, som iakttogs vid de förberedande försöken. Som förut (sid. 10) omtalats, visa de anomala selencellerna polarisation. Denna polarisation försvinner emellertid helt och hållet eller delvis, om cellerna placeras i en exsickator (se t. ex. Sh. Bidwell, Phil. Mag. 40, 233, 1895 och O. Weigel, N. Jahrb. f. Min. Beil. Bd. 21, 325, 1906).

Kap. II.

Förberedande försök.

Motstandsändringarna vid belysning skulle ursprungligen utföras enligt följande plan. Strömmen från ackumulatorn A (fig. 1) går genom antimonitcellen BC och ett hjälp-

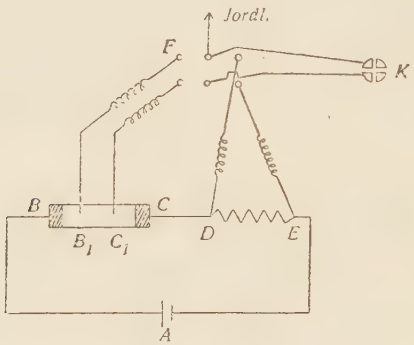

Fig. 1.

motstånd DE tillbaka till ackumulatorn. Från två metallspetsar B_1 och C_1, som tryckas mot antimonitplattan, och från hjälpmotståndets elektroder gå ledningstrådar till paraffinvippan F, vars mellersta koppar äro förbundna med kvadrantelektrometern K. Om elektrometern, under det att antimonitcellen befinner sig i mörker, gör utslagen α_1 och α_2 för spänningarna mellan B_1 och C_1 resp. D och E och hjälpmotståndets storlek är m ohm, så blir kristallens motstånd mellan spetsarna $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} \cdot m$ ohm. Motståndsminskningen

vid belysningen fås sedan genom att belysa området mellan spetsarna. — Denna metod erbjuder den fördelen, att man är oberoende av såväl övergångsmotstånd som eventuella fotoelektromotoriska krafter vid kristallens ändar. Försöken kunde emellertid icke utföras efter denna plan, emedan utslagen, som erhöllos, då kvadranterna förbundos med spetsarna B_1 och C_1, voro mycket obestämda. Jag måste i stället mäta spänningen mellan antimonitcellens poler.

Hjälpmotstånden bestodo av glasrör, som voro fyllda med en lösning av vattenfri kadmiumjodid i amylalkohol. För att minska dissociationsgraden hade till lösningen satts några droppar xylol[1]. Elektroderna voro av kadmium. Dessa motstånd hade, utom det, att de ej visade någon polarisation, den fördelen, att de kunde göras mycket stora, men det oaktat höllo sig tämligen konstanta. Det vid försöken använda hjälpmotståndets storlek var 565 mill. ohm. Antimonitcellen har redan beskrivits (sid. 10). Kontakt vid ändarna förmedlades således av ett på våta vägen utfällt silverlager. Detta sätt att åstadkomma kontakt har tydligen den nackdelen, att antimoniten skulle kunna uppsuga försilvringsvätskan och således få sina elektriska ledningsförhållanden ändrade. Motståndsförändringarna såväl i mörker som vid belysning förlöpte emellertid på samma sätt hos denna cell som hos celler med andra kontakter, varför försilvringsvätskan ej torde ha haft något väsentligt inflytande. — Antimonitcellen var innesluten i en invändigt helt svärtad trälåda, som var försedd med en spalt, genom vilken kristallen belystes. Cellen och alla ledningstrådar voro väl isolerade. Ljuskällan var en 220-volts nernstlampa.

De första försöken visade, att cellens mörkermotstånd växte med tiden för strömgenomgången. Denna tillväxt var störst under de första minuterna efter strömslutningen och blev sedan mindre och mindre. Tab. 1 visar det typiska förloppet: t angiver tiden efter strömslutningen i minuter, W motståndet

[1] H. Kreusler, Ann. d. Phys. 6, 400, 1901.

Tab. 1.

t	1	2	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
W	12.3	13.3	15.0	16.7	18.0	19.5	20.8	22.0	23.2	24.3	25.1	25.7

uttryckt i 10^8 ohm som enhet. Tillväxten i motståndet skulle åtminstone delvis kunna förklaras av en polarisation. Om nämligen ackumulatorn kopplades ur ledningen och antimonitcellens poler förbundos med elektrometern, så gav denna ett utslag, som antydde en avsevärd spänning.

För att undersöka antimonitens ljuskänslighet belystes cellen med nernstlampan, dels direkt, dels genom kuvett och färgade glas[1], dels även genom en 0.56 mm. tjock ebonitplatta. Kuvetten, som var fylld med urkokt vatten, absorberade all strålning, vars våglängd var större än 1.28 μ. Avståndet mellan lampan och kristallplattan var 28 cm. Ljusbandet, som föll mitt emellan kontakterna, hade en bredd av ungefär 6 mm. Strömmen fick först genomgå kristallen så länge, att mörkermotståndet uppnått $26 \cdot 10^8$ ohm. Följande talvärden giva en föreställning om ljuskänsligheten. Efter 1 min. belysning antog motståndet följande värden.

1. Lampan strålar direkt på kristallplattan $W = 3.3 \times 10^8$ ohm.
2. „ „ genom kuvetten „ = 3.4 × „ „
3. „ „ „ „ + rött glas „ = 3.95 × „ „
4. „ „ „ „ + grönt „ „ = 17.65 × „ „
5. „ „ „ „ + blått „ „ = 19.5 × „ „
6. „ „ „ ebonitplattan „ = 13.25 × „ „

För att visa motståndets variation med tiden, har jag medtagit kurvorna i fig. 2. Tiden — i minuter — är avsatt längs abskissaxeln, motståndet — uttryckt i hjälpmotståndet, 565 mill. ohm, som enhet — längs ordinataxeln. Kurvorna 1 och 3 visa motståndsändringarna, då cellen hela tiden varit belyst genom kuvetten samt genom kuvetten och det gröna glaset. I kurvan 2 visar den första delen (2*a*) mot-

[1] Glasen, som härstammade från Schott och Genossen i Jena, voro följande: rött glas N:o 274, grönt glas N:o 4930 och blått glas N:o F 3086.

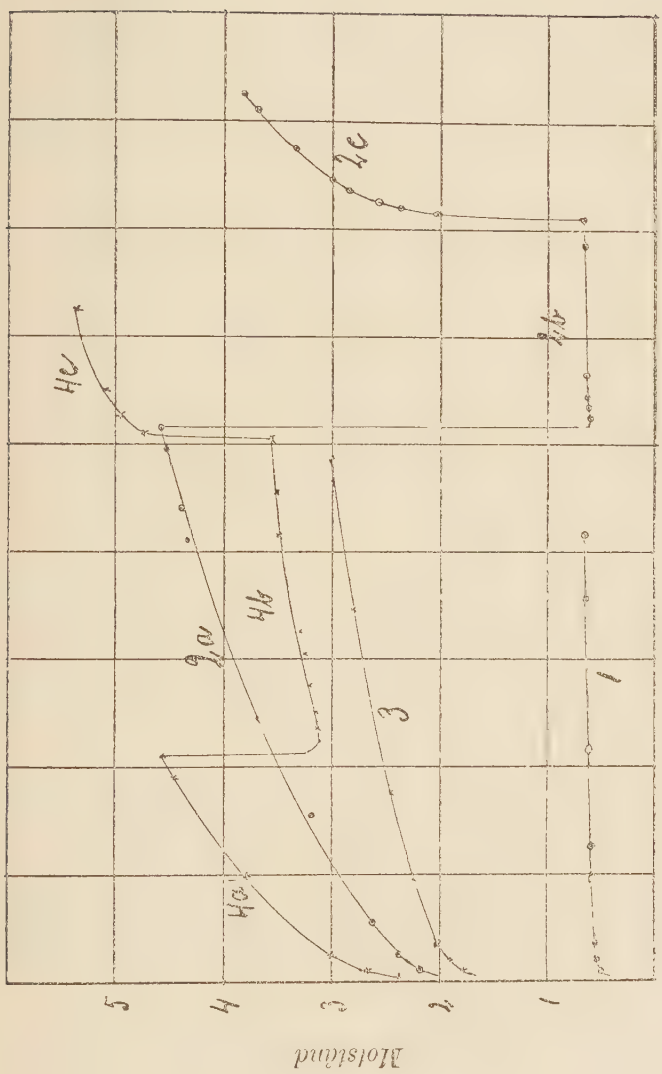

Fig. 2.

ståndets tillväxt i mörker. Efter 52 min. har kristallen belysts genom kuvetten, varvid den andra delen av kurvan (2*b*) erhållits. Efter ytterligare 20 min. avbröts belysningen. Den tredje delen av kurvan (2*c*) visar, huru motståndet då tillväxer. Kurvan 4 visar motsvarande variationer i motståndet, då ljuset gått genom kuvetten och det gröna glaset.

Av de nu omnämnda försöken kan dragas den slutsatsen, att antimoniten är känslig för såväl ultraröda som för synliga strålar. Ebonitplattan släpper ju endast igenom ultraröd strålning, under det att det gröna och det blå glaset endast släppa igenom synliga strålar. Det gröna glaset var genomskinligt för strålar, vilkas våglängd ligger mellan 0.65—0.45 μ[1], det blå för strålar med våglängden mindre än 0.52 μ[2]. Känsligheten i ultrarött är särskilt anmärkningsvärd, enär Fru v. Martin[3] observerade, att ljuskänsligheten i ultrarött försvann, då kristallytan utsattes för luftens inflytande. Det är dock att märka, att Fru v. Martin använde en naturlig spaltyta, under det att ytan hos min kristall var slipad.

Jag försökte även utröna de särskilda spektralfärgernas inflytande på både denna och andra antimonitkristaller. I blått och grönt var emellertid spektrums energi så svag, att ingen motståndsminskning erhölls. I gult märktes en svag ljuseffekt, som blef större i rött och nådde sitt maximum i ultrarött, strax utanför det röda.

Den på sid. 14 omnämnda polarisationen var även beroende av belysningen. Den var avsevärt mindre, om kristallen under och efter strömgenomgången varit belyst, än om den varit i mörker. Som vi i det följande[4] skola se, berodde detta antagligen därpå, att den på cellen verkande spänningen i följd av motståndsminskningen var mindre vid belysning än i mörker.

---

[1] enl. undersökn. på härv. Fysiska Institution.

[2] K. Ångström, Nova Acta Reg. Soc. Sc. Ups. Ser. IV, Vol. I. N:o 7. 1907.

[3] H. v. Martin, l. c. [4] Se anm. sid. 46.

Metoden att bestämma antimonitens ljuskänslighet med elektrometer har den olägenheten, att man är beroende av hjälpmotstånd och att den på själva antimonitcellen verkande spänningen förändras vid belysningen. Vid de följande, år 1912 påbörjade försöken över ljuskänsligheten använde jag därför en känslig galvanometer för att mäta motståndets förändringar.

Kap. III.

Motståndets förändring vid bestrålning med ljus av olika våglängder.

A. Försöksanordning.

Anordningen vid försöken över antimonitens ljuskänslighet framgår av fig. 3, som föreställer ett horisontalsnitt i skala 1 : 7.5. *BCDE* är en invändigt helt och hållet svärtad trälåda (*BC* = 118 cm., *CD* = 55 cm., lådans djup 16 cm.), som omsluter ett Rowlands plangitter *G*[1] och två konkavspeglar S_2 och S_3. Vid *B* finns ett mässingsrör *FH*, som i sin främre ände *M* är försedd med en förskjutbar spalt *s*. Ljuset kommer från nernstlampan *N*, reflekteras av konkavspegeln S_1 genom en öppning i pappskärmen *pp* till en bild i *s*, som ligger i fokalplanet till S_2. De parallella strålar, som sålunda lämna S_2, träffa gittret, reflekteras delvis till S_3 och giva, förutsatt att S_2 och S_3 ligga symmetriskt i förhållande till gittret, en vit bild i *b*, varest antimonitcellen vid försöken befinner sig. Då man vrider gittret kring en vertikalaxel *A*, som ligger i gittrets plan, försvinner den vita bilden från *b* och efterträdes av spektra av 1:sta, 2:dra o. s. v. ordningen. Spegeln S_3 är anbragt på en lång järnstång *JJ*, som kan förskjutas mellan järnskenorna *LL*. Gittret ligger i en mässingslåda *R*, som med en skruv k_1 är fästad vid mässingsplattan *P*. Denna senare är fast förbunden med *AA* (fig. 4) och kan medelst

[1] Gittrets storlek 8.1 × 4.9 cm.^{2}; antal linjer 568 pr mm.

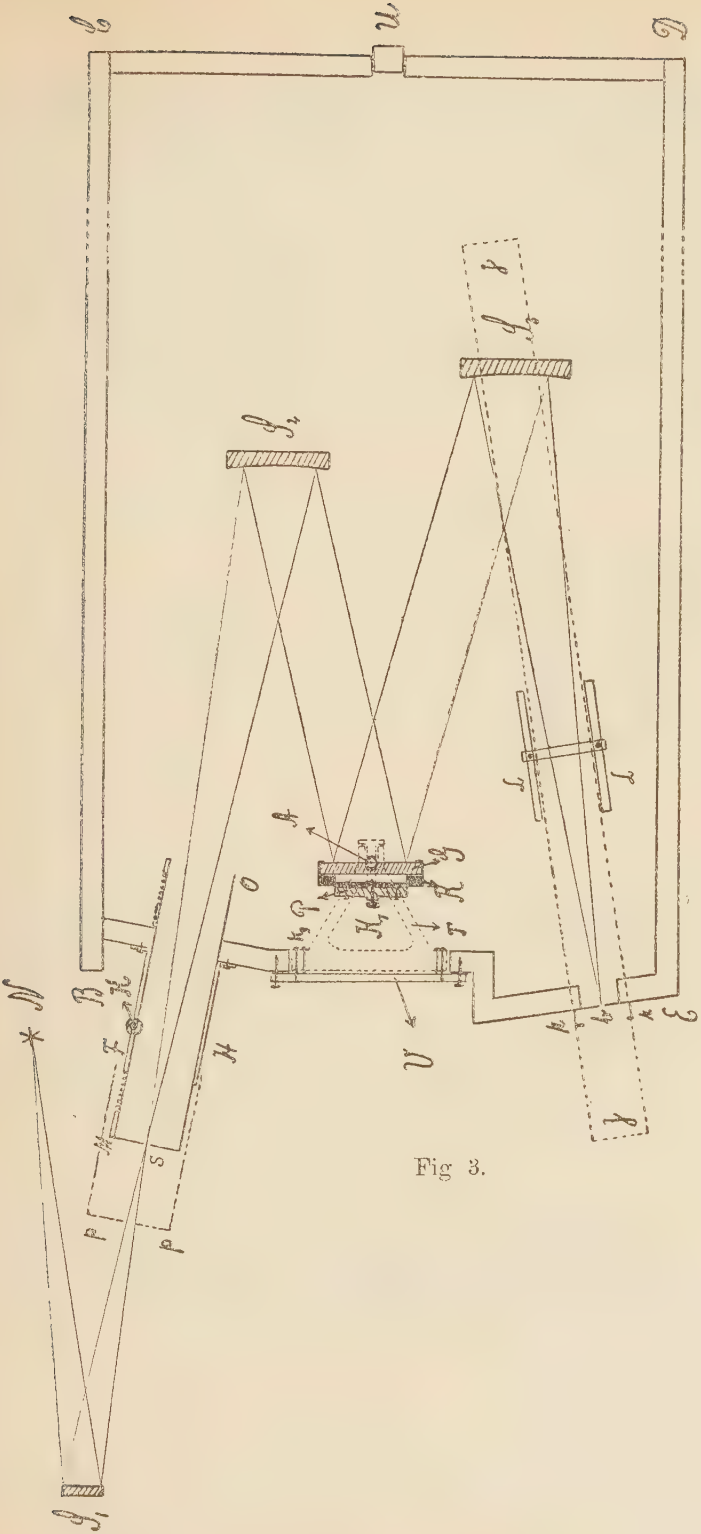

Fig 3.

hävstångsarmen Y vridas kring AA. Y, som är 1095.5 mm. lång, slutar med en visare, som vid vridning löper tätt utmed en graderad cirkelformig skala. AA är anbragt i ramen T. Fig. 4 visar ett vertikalsnitt av gittrets montering. Beteckningarna äro desamma som på fig. 3. Vid $ö$ är en öppning i ramen T för att göra skruvarna k_1 och k_2 åtkomliga. T är fastskruvad vid järnplattan V, som åter är fastsatt i väggen BE (fig. 3). Öppningen $ö$ tillslutes av locket W. Nernstlampan, speglarna, spalterna s och b samt gittret

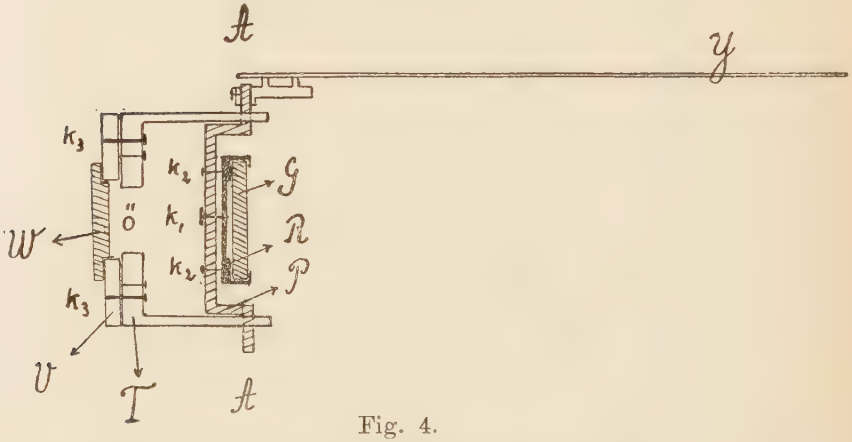

Fig. 4.

äro monterade så, att deras mittpunkter så noga som möjligt ligga i samma horisontalplan. Alla metalldelar i lådan $BCDE$ äro väl svärtade. Antimonitcellen anbragtes vid b på följande sätt. Den på sid. 11 omtalade, till ebonitplattan hörande spalten inpassades i b och omgavs av tvenne ramar rr (fig. 3). Mellan dessa kunde ebonitplattan skjutas ned så, att antimonitcellen kom mitt för spalten.

Injustering av apparaten.

I och för justering av spalten s är lådan i väggen CD försedd med ett hål U (fig. 3), bakom vilket en kikare, som är inställd på oändligt avstånd, placeras. Spalten s

belyses, och gittret vrides, tills den vita ljusfläcken faller i U. Med hjälp av skruven K förskjutes nu spalten, tills man i kikaren ser en tydlig bild av densamma. — Öppningen b skall ligga i fokalplanet till S_3. Fördenskull vrides gittret så, att den vita bilden faller i b, varest den uppfångas på en tunn, mattslipad glasskiva. Därpå förskjutes järnstången JJ, tills bilden på glasskivan blir så tydlig som möjligt. — Vid injustering av gittret har man att giva akt på, att de olikfärgade bilderna, som vid gittrets vridning falla på glasskivan vid b, komma att intaga samma läge i höjdled. Detta åstadkommes med hjälp av skruvarna k_3, k_2 och k_1 (fig. 4).

Gradering av gitterskalan.

Då gittret giver en vit bild av spalten s i öppningen b, är det tydligen fråga om vanlig reflexion. Låt α vara den vinkel, som de infallande och reflekterade strålarna då bilda med normalen till gittret. Då gittret vrides en vinkel δ, ersättes den vita bilden i b av en färgad bild. Gitterformen giver oss då

$$(a+b) \cdot [\sin(\alpha+\delta) - \sin(\alpha-\delta)] = n \cdot \lambda, \quad (1)$$

där $a+b$ är avståndet mellan mittpunkterna hos två närbelägna linjer på gittret, λ våglängden hos ljuset, som giver den färgade bilden och n gittrets ordningsnummer. För 1:sta ordningens spektrum få vi alltså

$$(a+b) \cdot [\sin(\alpha+\delta_1) - \sin(\alpha-\delta_1)] = \lambda,$$

som förenklas till

$$2(a+b) \cos\alpha \cdot \sin\delta_1 = \lambda,$$

eller, då $2(a+b)\cos\alpha$ är konstant,

$$k \sin\delta_1 = \lambda \quad (2).$$

För spektra av 2:dra och 3:dje ordningen få vi

$$k \sin\delta_2 = 2\lambda \text{ och } k \sin\delta_3 = 3\lambda.$$

Gittret vrides, som förut omtalats, medelst hävstångsarmen *Y*, och vridningens storlek avläses på den cirkelformiga skalan. Våglängden λ hos det ljus, som faller i *b*, beräknas på följande sätt. Nernstlampan *N* utbytes mot ett urladdningsrör, innehållande helium och argon, vilkas spektra giva en hel del tydliga linjer, varibland heliumlinjen 5875.9 *Å. E.* är den kraftigaste. Gittret inställes nu så, att den "vita" bilden faller mitt i spalten *b*, och visarens läge utmed cirkelskalan avläses. Därpå vrides gittret en så stor vinkel δ_1, att heliumlinjen 5875.9 av 1:sta ordningen faller mitt i *b*. Om visaren härvid förskjutits d_1 cm. längs skalan och dennas radie är l cm., så blir $\delta_1 = \frac{180}{\pi} \cdot \frac{d_1}{l}$ och följaktligen $k \sin \delta_1 = 5875.9 \times 1$. För 2:dra och 3:dje ordningens spektra få vi på samma sätt $k \sin \delta_2 = 5875.9 \times 2$ och $k \sin \delta_3 = 5875.9 \times 3$. Medelvärdena[1] på d_1, d_2 och d_3 voro $d_1 = 187.6$, $d_2 = 381.0$ och $d_3 = 587.7$ mm., varav, då l var 1095.5 mm., k beräknades till 38484. Det var nu lätt att uppgöra en tabell och en kurva, som angav den mot ett visst d-värde svarande våglängden λ i 1:sta ordningens spektrum. Tab. 2 anger några samhöriga värden på λ och d.

Tab. 2.

λ	d
0.60 μ	191.6 mm.
0.70 „	224.0 „
0.80 „	256.5 „
0.90 „	289.2 „
1.00 „	322.3 „

För att åstadkomma en förändring i våglängden av 0.1 μ måste således i det anförda våglängdsintervallet (0.60—1.00 μ)

[1] De olika värdena differerade på 0.1—0.2 mm.

visaren förflyttas 32.4—33.1 mm. Spaltbredden vid *b* var så stor (6 mm.), att ett våglängdsgebit av 0.02 μ genomsläpptes inom området 0.60—1.00 μ.

Ljuskällan var, som förut nämnts, en nernstlampa med en enda ljusstav. Energien i gitterspektrum mättes med en Rubens termostapel. Den härvid använda galvanometern gav ett utslag av 1 mm. för 1.5×10^{-9} amp., då avståndet mellan spegel och skala var 2.44 m. Termostapeln var inpassad i en trälåda, som kunde nedskjutas mellan träramarna *rr* (fig. 3). Den var väl värmeisolerad. Strömstyrkan genom antimonitcellen mättes med en Deprez-galvanometer från Siemens & Halske. Dess känslighet var 5.2×10^{-10} vid 2.40 m. avstånd mellan spegel och skala, dess motstånd (med förkopplingsmotstånd) omkring 9700 ohm och tiden för en enkel svängning 4 sek.

B. **Försök med belysning från en 220-volts lampa.**

Vid de första försöken över ledningsförmågans förändring vid bestrålning med ljus av olika våglängder var ljuskällan en 220-volts nernstlampa. Dessa lampor hade den fördelen, att den lysande staven var tämligen lång. Däremot brann lampan ej konstant, eftersom den matades med stadsspänning. Det oaktat giva dessa försök en mycket god föreställning om ljuskänslighetens förändring med våglängden, beroende därpå, att ljuskänsligheten är koncentrerad på ett mycket litet våglängdsområde. Jag har medtagit en serie för vardera strömriktningen, varvid såväl första utslaget vid belysningen som ökningen i galvanometerutslaget efter 30 sek. belysning observerats. Antimonitplattan var belyst till nästan hela sin längd, i det spaltens längd vid *b* var 24.2 mm. I följd av antimonitcellens stora motstånd användes 110 volts spänning, som togs från Institutionens ackumulatorbatteri. Strömmen kunde slutas och öppnas med hjälp av en paraffinvippa.

Gången av en försöksserie.

Vid bestämmandet av belysningseffekten gick jag tillväga på följande sätt. Strömmen genom kristallen slöts "i mörker", och strömstyrkan avlästes de två första minuterna. Spalten vid *b* avtäcktes, varefter en pappskärm framför *pp* (se sid. 18) togs bort och kristallen alltså belystes. Det första galvanometerutslaget α_1 och ökningen α_2 i konstantutslaget efter 30 sek. belysning observerades. Från α_2 subtraherades sedan den ökning i utslaget, som beräknades skola ha ägt rum under dessa 30 sek. i följd av mörkertrögheten. Denna ökning är mycket liten, i regel mindre än 0.5 skaldelar, och har endast någon betydelse för de våglängder, där ljuskänsligheten är mycket liten. De olika avläsningarna företogos med minst två timmars mellanrum, för att antimonitcellen skulle hinna hämta sig efter såväl strömgenomgång som belysning.

Resultat.

Resultaten framgå av tab. 3. I denna anger λ våglängden för det ljus av 1:sta ordningens spektrum, som faller på kristallen, α strömstyrkan i mörker, omedelbart innan kristallen belystes, α_1, som nyss nämnts, första utslaget vid belysning och α_2 ökningen i α efter 30 sek. belysning, korrigerad för mörkertrögheten; *i* angiver medelvärdet på energien i gitterspektrum. Temperaturen var omkring 15° och varierade på högst 1°. Den riktning, i vilken strömmen i tab. 3 passerat cellen, kalla vi *a*-riktningen, den motsatta *b*-riktningen.

Resultaten visas grafiskt i fig. 5, där λ är avsatt längs abskissaxeln, α_1 (kurva 1), α_2 (kurva 2, streckad) och *i* (kurva 3) längs ordinataxeln. Vi se, att vi icke få någon ökning i ledningsförmågan, förrän våglängden hos det påfallande ljuset blir större än 0.72 μ, och detta fastän energien kan mätas ända ned till $\lambda = 0.65$ μ. Då våglängden blir större än 0.75 μ, växer ljuskänsligheten kraftigt och når ett maxi-

Tab. 3.

Strömriktning: *a*

λ (μ)	α	α_1	α_2	*i*
0.65	—	—	—	1.2
0.70	—	—	—	3.2
0.72	44.0	1.0	1.5	4.5
0.74	46.8	3.3	3.8	6.0
0.75	47.1	5.4	6.0	6.9
0.76	45.8	11.3	15.9	8.0
0.77	48.1	29.8	34.4	9.2
0.78	55.4	46.9	48.7	10.5
0.79	53.9	**65.5**	**60.2**	11.7
0.80	52.8	**63.4**	**60.1**	13.1
0.81	53.1	49.9	50.8	14.3
0.84	47.9	18.6	24.6	18.5
0.90	49.1	7.1	9.4	30.4
1.15	50.1	1.5	1.4	58.0
1.35	48.3	0.6	0.4	66.5
1.50	46.8	3.1	2.9	55.5
1.54	46.2	23.3	27.3	58.0
1.56	52.6	33.0	38.1	„
1.575	51.1	36.6	39.5	„
1.59	49.8	**50.3**	**51.1**	57.7
1.60	49.4	37.2	40.1	56.8
1.61	50.2	28.6	34.0	57.0
1.63	42.6	17.5	23.5	56.3
1.65	42.7	11.6	16.0	55.4
1.70	44.6	5.2	8.3	—
1.80	45.6	2.1	3.0	—
1.85	„	1.6	1.9	—

Tab. 4.

Strömriktning: *b*

λ (μ)	α	α_1	α_2
0.72	70.4	1.3	1.6
0.75	70.0	5.2	5.4
0.79	73.6	**63.0**	**65.5**
0.80	67.7	**63.1**	**64.8**
0.84	64.4	23.8	28.8
1.35	64.9	0.9	0.7
1.50	63.1	4.1	3.9
1.56	70.2	35.2	42.2
1.59	69.7	**45.6**	**49.6**
1.60	66.7	32.5	36.9
1.80	63.7	3.3	5.2

mum vid 0.79—0.80 μ. Härefter avtager den — dock ej så hastigt, som den förut stigit — når ett minimum mellan 1.1—1.5 μ, börjar därefter växa och når ett andra maximum, även detta mycket kraftigt, vid 1.59 μ. Båda kurvorna ha, som synes, sina maxima på samma ställen. Om vi jämföra kurvorna 1 och 2 med kurva 3, se vi, att vid 1.30 μ, där energien når sitt maximum, ljuskänsligheten åter har sitt minsta värde. Detta tyder på, att ljuskänsligheten icke beror av en värmeverkan.

Om man ställer in gittret på 1.59 μ och sedan placerar en kuvett med vatten framför antimonitcellen, skall man finna, att ljuskänsligheten i det närmaste är densamma, antingen strålningen har att passera kuvetten eller ej. Den strålning, som träffar kuvetten, innehåller strålar av våglängderna 1.59, 0.795 och 0.53 μ. Av dessa absorberas strålarna med våglängden 1.59 μ av kuvetten, under det att de andra strålarna utan nämnvärd absorption genomgå densamma. Men då vi ej funno någon ljuseffekt, då gittret

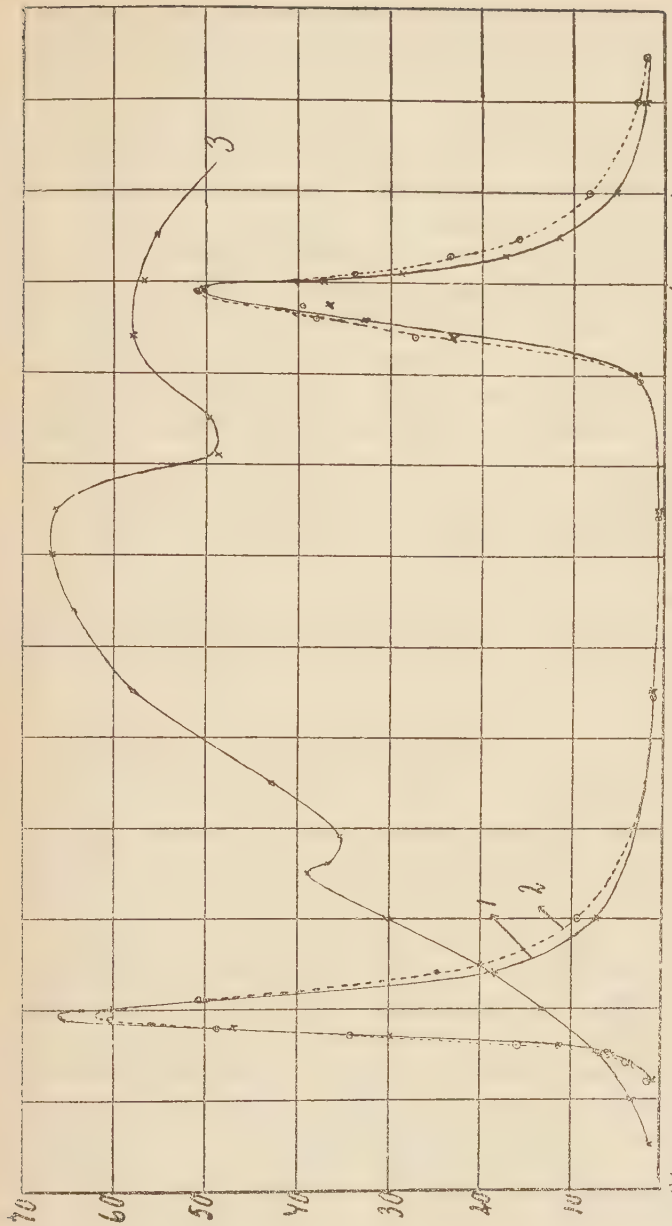

Fig. 5.

var inställt på 0.53 μ, måste alltså maximet vid 1,59 μ framkallas av de strålar, vilkas våglängd är omkring 0.795 μ, d. v. s. av samma strålning, som förorsakade det första maximet.

Strömstyrkans mörkervärde α varierar i tab. 3 mellan 42.6—55.4 skaldelar. Dessa variationer bero av ändringarna dels i temperaturen och dels i spänningen hos 110-volts batteriet, dels också därav, att mörkertrögheten vid de olika avläsningarna hunnit utvecklas i något olika grad.

Parallellt med föregående serie undersöktes också ljuseffekten, under det att strömmen passerade kristallen i *b*-riktningen[1]. Tab. 4 anger i sammandrag resultaten. Vi se, att α_1 och α_2 ha ungefär samma värden som i tab. 3 och att maximikänsligheten inträffar för samma inställning av gittret som förut. — Värdena på α i tab. 3 och 4 visa, att antimonitcellen har unipolär ledning. Under det strömstyrkan i mörker varierar mellan 42.6—55.4 skaldelar för *a*-riktningen, ligger den för *b*-riktningen mellan 63.1—73.6. Det oaktat äro, som nyss nämnts, α_1- och α_2-värdena i de bägge strömriktningarna varandra tämligen lika, vilket, som vi sedan skola finna, blott inträffade, då hela antimonitplattan belystes.

C. **Försök med belysning från en 110-volts lampa.**

I den föregående undersökningen har för matandet av nernstlampan använts stadsspänning. Eftersom denna ej är konstant, har lampans intensitet undergått betydliga variationer. Jag har därför gjort en serie undersökningar över ljuskänsligheten under användande av konstant spänning, 110 volt, som togs från Institutionens ackumulatorbatteri. Härvid observerades endast 1:sta utslaget vid belysning. Den lysande staven var hos 110-volts lamporna kortare än hos 220-volts lamporna, varför, då lampans och spegeln S_1:s läge (fig. 3) bibehölls oförändrat, såväl bilden på spalten *s* som gitterspektrums höjd vid *b* blevo mindre än förut. Vid *b* insattes därför en ny spalt, vars höjd var

[1] Åstadkoms genom omkoppling av antimonitcellens poltrådar.

13.6 mm. och bredd som förut 6 mm. I detta fall belystes ungefär hälften av kristallen, varför ljuseffekten blev mindre, än då kristallen belystes utmed hela sin längd. För att få största möjliga ljuseffekt undersökte jag, om ljuskänsligheten (1:sta utslaget vid belysningen) förändrades, alltefter som olika delar av kristallen belystes. Detta åstadkoms genom att förskjuta ebonitlådan i ramen *rr* (fig. 3). Det visade sig, att ljuskänsligheten var beroende såväl av vilken del av kristallen, som belystes, som av strömriktningen. Maximiutslaget för *a*-riktningen erhölls, då ebonitlådan skjutits 5 mm. uppåt, utgående från det läge, då kristallens mitt belystes. Maximiutslaget för *b*-riktningen erhölls vid ungefär samma läge av kristallen; dock var detta senare maximum varken så kraftigt eller så skarpt markerat som *a*-riktningens[1]. — Vid de kommande försöken är, om ej annorlunda angives, antimonitcellen alltid inställd i detta känsligaste läge[2]. — Nernstlampan var seriekopplad med en milliampèremeter och ett motstånd, som kunde förändras, så att strömmen genom lampan kunde givas lämpliga värden. Nernsttrådarna skulle kunna hålla 1.3 amp., men av flera skäl använde jag svagare ström. Kristallen belystes varje gång blott omkring 5 sek., d. v. s. så lång tid som galvanometerspegeln behövde för att göra sitt 1:sta utslag. Avläsningarna gjordes med minst 30 min. mellanrum. Den på cellen anlagda spänningen var 110 volt och varierade på högst 3 %.

Tab. 5 visar siffrorna från en serie: λ, i, α och α_1 ha samma betydelse som i tab. 3. Temperaturen var omkring 16°, strömstyrkan i lampan 0,97 amp. Resultaten åskådliggöras grafiskt av kurvorna i fig. 6. Där är λ avsatt utmed abskissaxeln, α_1 och i utmed ordinataxeln. Kurvan 1 gäller för *a*-riktningen, kurvan 2 för *b*-riktningen; kurvan 3 anger intensitetens variationer i gitterspektrum.

[1] Vid dessa försök var gittret inställt på 0.80 μ.

[2] Den belysta delen upptog sålunda 13.6 mm. i kristallens längdriktning; dess nedre gränslinje låg ungefär 1.4 mm. från kristallens nedre och tunnare ända.

Tab. 5.

Ström genom nernstlampan 0.97 amp.

λ	i	Strömriktn.: a		Strömriktn.: b	
		α	α_1	α	α_1
0.65	0.6	—	—	—	—
0.70	2.1	—	—	—	—
0.72	3.1	37.2	0.7	53.1	0.5
0.74	4.6	40.6	1.0	58.1	1.4
0.75	5.4	41.2	1.8	61.9	2.5
0.76	—	43.8	4.5	63.8	4.8
0.77	6.9	44.5	15.7	63.0	13.0
0.78	—	46.3	31.8	68.4	18.7
0.79	9.0	46.7	**43.2**	69.1	**28.8**
0.80	—	48.0	**46.5**	68.4	**30.6**
0.81	11.3	50	**39.8**	73.0	**26.3**
0.82	—	52.2	29.7	75.0	20.3
0.84	14.2	47.4	16.4	75.0	12.3
0.90	22.3	—	—	58.4	5.4
1.35	42.5	49.5	0.5	65.5	0.4
1.50	—	53.0	2.0	71.1	3.5
1.54	38.0	—	—	73.0	13.8
1.56	—	52.4	23.9	75.5	20.4
1.58	—	51.9	**27.2**	80.5	**23.3**
1.59	—	52.4	**26.2**	83.5	**22.9**
1.60	—	53.0	**23.4**	75.5	**22.4**
1.61	—	55.5	20.0	82.3	19.6
1.63	—	36.8	15.4	88.9	14.2
1.65	36	—	—	—	—
1.70	33.7	40.0	4.2	—	4.0

Fig. 6 bekräftar, vad vi funno med 220-volts lamporna, nämligen att maximikänsligheten i bägge strömriktningarna inträffar vid samma våglängd; dock är här känsligheten i *b*-riktningen, som jag omtalat på sid. 29, mindre än i *a*-riktningen. Kurvorna ha för övrigt samma form som kurvorna i fig. 5. Det första maximet ligger mellan 0.79—0.80 μ,

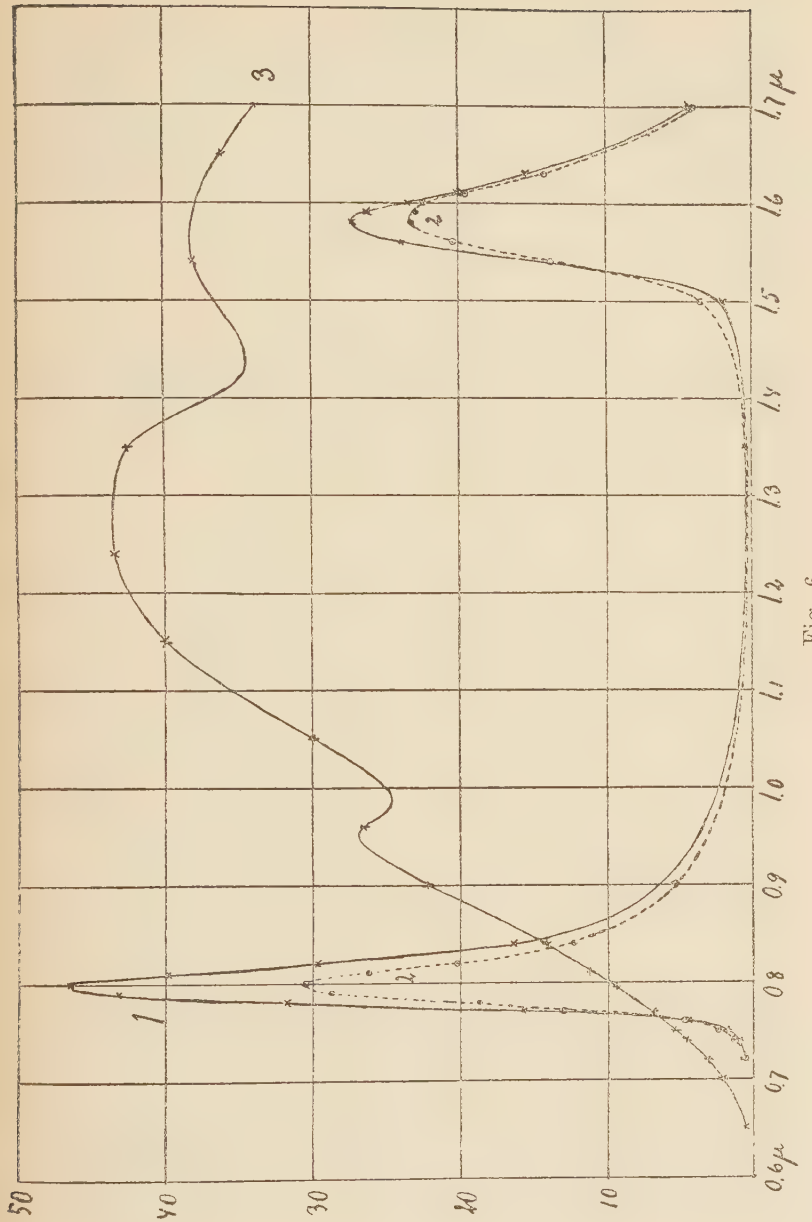

Fig. 6.

ehuru mera förskjutet åt 0.80 μ än hos kurvorna i fig. 5. Det andra maximet inträffar vid ungefär 1.585 μ. Man hade väntat sig, att detta maximum skulle ha legat närmare 1.59—1.60 μ. Emellertid är, som tab. 5 visar, skillnaden mellan de resp. utslag, som erhållits, under det gittret varit inställt på 1.58—1.60 μ rätt liten, vilket gör det svårt att med absolut säkerhet säga, för vilken inställning av gittret det andra maximet verkligen erhållits.

Tab. 6.

Ström genom nernstlampan 1.25 amp.

λ (μ)	i	Strömriktn.: a		Strömriktn.: b	
		α	α_1	α	α_1
0.72	4.7	42.2	0.8	78.5	0.8
0.74	6.7	„	1.5	72.2	2.7
0.75	7.2	48.2	3.0	67.5	3.0
0.76	8.2	46.5	7.0	65.4	6.2
0.77	9.7	48.4	21.0	62.5	14.9
0.78	11.0	39.7	35.3	54.8	29.0
0.79	12.0	42.0	50	70.2	35.9
0.80	13.4	45.3	**56.2**	71.8	**38.1**
0.81	14.0	47.2	48.2	76.5	33.9
0.82	16.6	47.9	36.9	78.0	26.7
0.84	19.0	49.1	20.4	69.7	16.4
0.90	31.2	47.2	8.0	76.3	7.1
1.00	34.2	43.4	2.1	62.0	2.6

För att ytterligare åskådliggöra ljuskänslighetens förändring med våglängden har jag medtagit tab. 6 och 7. Tab. 6 har erhållits, då strömmen genom nernstlampan varit 1.25 amp., tab. 7 för 0.80 amp.

Resultaten av tab. 5—7 äro sammanställda i fig. 7, där kurvorna ange sambandet mellan första utslaget vid belysning och våglängden hos det påfallande ljuset för strömstyrkorna 0.80, 0.97 och 1,25 amp. hos nernstlampan. Kur-

Tab. 7.

Ström genom nernstlampan 0.80 amp.

λ (μ)	i	Strömriktn.: a		Strömriktn.: b	
		α	α_1	α	α_1
0.72	2.4	45.4	0.5	—	—
0.74	3.1	48.9	1.4	53.8	0.8
0.76	3.8	48.4	4.0	57.2	3.5
0.78	4.9	39.0	16.3	53.9	15.3
0.79	—	42.0	24.9	62.1	21.9
0.80	6.3	43.6	**28.9**	66.5	**24.3**
0.81	—	44.3	25.7	69.9	21.1
0.82	7.4	44.5	20.1	56.7	16.5
0.84	9.1	42.7	10.0	60.6	9.4
0.90	14.8	45.5	4.0	70.1	3.7
1.00	17.8	45.1	1.4	74.2	1.7

vorna 1, 2 och 3 gälla för strömriktningen a, kurvorna 4, 5 och 6 för b-riktningen. Maximet ligger hos samtliga kurvorna ungefär vid 0.80 μ.

Beträffande kurvorna i fig. 7 torde man kunna anmärka, att mörkerströmstyrkan i resp. serier (α, tab. 5—7) varierat alltför mycket från den ena avläsningen av ljuseffekten till den andra. Emellertid ha särskilda undersökningar visat, att dessa huvudsakligen av mörkertrögheten framkallade förändringarna i α ej utövade något inflytande på ljuseffektens storlek och att de följaktligen ej heller ändrat känslighetskurvornas form.

Det hade varit önskvärt att framställa en känslighetskurva för konstant intensitet. Emellertid är energien i synliga spektrum så svag, att någon ljuseffekt ej kunnat påvisas, då våglängden varit mindre än 0.72 μ[1]. En kurva

[1] Medelst kuvett och färgade glas påvisades, att antimonitcellen, i likhet med den vid de förberedande försöken använda, dock var känslig för ljus av kortare våglängd.

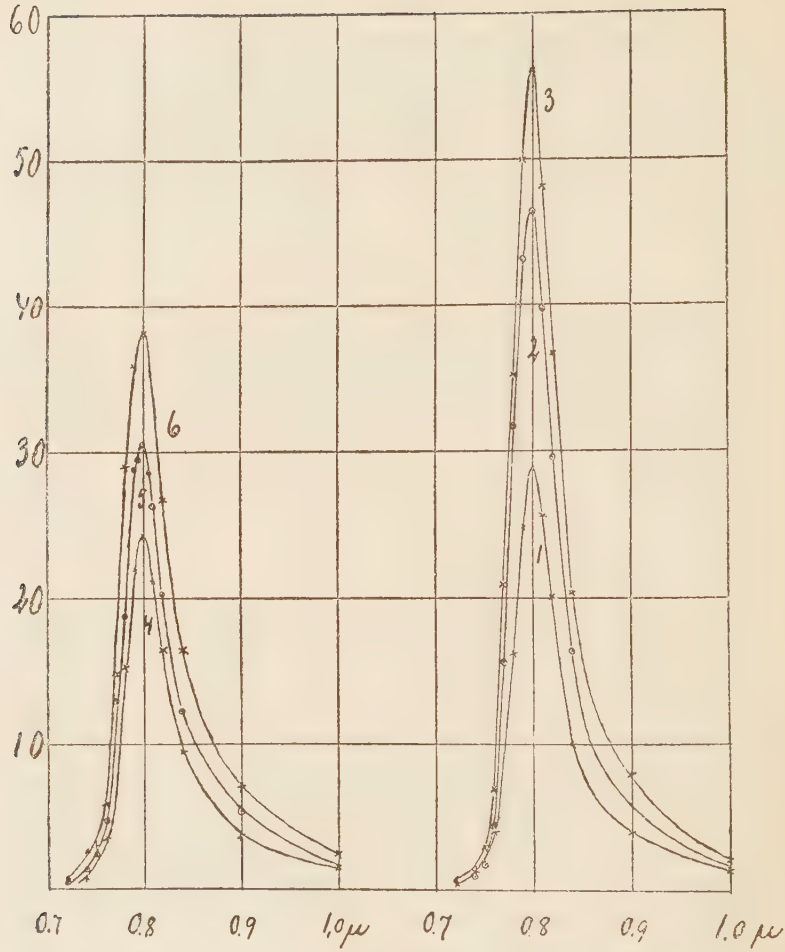

Fig. 7.

för konstant intensitet skulle därför blott komma att omfatta området omkring maximet vid 0,80 μ, vilket tydligen efter reduceringen skulle förflyttas ytterst obetydligt åt synliga spektrum, samtidigt som den del av kurvan, som ligger åt den ultraröda sidan av maximet, skulle falla hastigare, än vad den gör på kurvorna i fig. 7. Om talvärdena

i tab. 5—7 erhållits under exakt samma förhållanden, skulle man med deras hjälp kunna angiva sambandet mellan ljusintensitet och ljuskänslighet för varje särskild våglängd och möjligen konstruera en känslighetskurva för en viss medelenergi. Jag har emellertid avstått från detta, enär de olika serierna tagits med olika nernsttrådar. Det visade sig nämligen, att, då jag använde en och samma tråd och varierade intensiteten, under det gittret var inställt på 0.80 μ, så blev sambandet mellan intensitet och ljuskänslighet något annorlunda än det, som erhålles ur tab. 5—7.

Vid de nu omnämnda försöken har ingen hänsyn tagits till, att strålningen, innan den träffar kristallplattan, passerat den 1 mm. tjocka glasplatta, på vilken kristallen var monterad. För att undersöka, huru stor del av strålningen, som absorberades av glasplattan, har jag med en spektrobolometer registrerat transmissionen hos glasplattan[1]. Härvid visade det sig, att glaset, bortsett från de få procent, som reflekteras, var fullkomligt genomskinligt ut mot 2.7 μ. Glasskivan har således ej haft något inflytande på ljuskänslighetskurvornas utseende.

[1] Till Fil. Dr. F. Lindholm får jag frambära ett hjärtligt tack för den hjälp, han härvid lämnat mig.

Kap. IV.

Om transmissionen hos antimonit.

Det är icke blott beträffande de elektriska ledningsförhållandena, som antimoniten intager en egendomlig ställning. Dess optiska egenskaper äro även mycket anmärkningsvärda. Av alla hittills undersökta ämnen är antimoniten det starkast brytande och även det starkast dubbelbrytande[1]. Därjämte är det mycket genomskinligt för ultraröd strålning och i tunna skikt även genomskinligt för röda strålar[2]. Transmissionen har undersökts av bl. a. Koenigsberger[3], Coblentz[4] och Crandall[5]. Coblentz fann, att ett 0.45 mm. tjockt spaltstycke släppte igenom omkring 45 % av strålningen i området 1.5—12 μ. Då reflexionsförmågan var mycket stor, omkring 35 % i samma våglängdsintervall, följer, att absorptionen är ytterst obetydlig. Crandall fann ävenledes mycket stora värden på transmissionen och reflexionen i ultrarött. Ett 1.8 mm. tjockt spaltstycke släppte således igenom cirka 45 % av strålningen i intervallet 2—7 μ. Då våglängden minskade, minskade transmissionen: då λ var 0.80 μ, släpptes ungefär 20 % igenom, då våglängden var 0.74 μ, släpptes ingen strålning

[1] E. C. Müller, N. Jahrb. f. Min. Beil. Bd. 17, 187, 1903.

[2] A. Hutchinson, l. c.; P. Drude, Ann. d. Phys. 34, 489, 1888.

[3] J. Koenigsberger, Phys. Z. S. 4, 495, 1902—03.

[4] W. W. Coblentz, Investigations of infrared spectra, Washington 1906.

[5] I. B. Crandall, Phys. Rev. 2, 343, 1913.

igenom — icke ens om spaltstyckets tjocklek var en bråkdel av 1 mm.

I samband med registreringen av transmissionen hos den glasplatta, på vilken antimonitplattan var fästad[1], undersökte jag genomskinligheten hos antimonitplattan. Härvid erhölls det överraskande resultatet, att all strålning absorberades. Jag har fördenskull undersökt genomskinligheten hos ytterligare tre plattor, alla tagna ur samma kristall som den vid huvudförsöken använda och av tjockleken 0.18, 0.27 och 0.37 mm. respektive. Mätningarna gjordes med hjälp av den på sid. 23 omtalade termostapeln. Öppningen vid *b* (fig. 3) täcktes med en pappskiva, som var så tjock, att strålningen ej kunde tränga genom densamma. I skivan fanns en spalt, över vilken antimonitplattan kunde läggas. — Transmissionen visade sig vara så liten, att dess spektrala fördelning ej kunde mätas. Därför inställdes gittret så, att den vita bilden föll mitt på termostapeln, och galvanometerutslaget avlästes, sedan ett lämpligt motstånd införts i ledningen. Därpå lades antimonitplattan över öppningen, och utslaget avlästes ånyo. Det befanns, att 2.7, 1.9 och 1.6 % av totalstrålningen genomgick de tre plattorna. Upprepade försök gåvo ungefär samma resultat. Det bör påpekas, att mina antimonitplattor hade slipade ytor, under det att Coblentz och Crandall använde spaltytor. Koenigsberger, som vid sina försök använde slipade ytor, påpekar, att ytorna på grund av den stora reflexionsförmågan måste vara synnerligen väl slipade. Han fann också mindre genomskinlighet än Coblentz och Crandall. En 0.48 mm. tjock platta släppte t. ex. igenom 33 % av strålningen i området 1.6—4.0 μ. — Emellertid torde ej slipningen ensam kunna förklara den svaga transmissionen hos mina kristallplattor. Troligt är, att antimonitkristallernas sammansättning och byggnad påverka transmissionen. En analys av mitt material visade nämligen,

[1] Se sid. 35.

att detsamma blott höll 96.9 % rent Sb_2S_3[1]. Resten var huvudsakligen antimon. Antimoniten brukar annars vara renare. Jæger fann, som förut nämnts[2], 98 % rent Sb_2S_3 och Koenigsberger och Schilling[3] erhöllo vid en analys 99.5 % Sb_2S_3.

[1] Analysen, som verkställdes av Kungl. Tekn. Högskolans Materialprovningsanstalt, gav följande siffror: antimon 72.4 %, svavel 27.7 %, bergart 0.05 %. Summa 100.15 %.

[2] Se sid. 2.

[3] J. Koenigsberger und K. Schilling, Ann. d. Phys. 32, 179, 1910.

Kap. V.

Motståndsförändringar vid långvarig strömgenomgång.

A. Mörkertröghetsfenomenet.

Ries[1] och v. Martin[1] hava i likhet med Jæger[2] observerat, att antimonitcellernas mörkermotstånd vid konstant spänning ej är konstant, utan att det avtager under strömgenomgången med tiden och långsamt närmar sig ett minimivärde. Denna egenskap har av Ries kallats mörkertröghet. Vid mina förberedande försök ändrade sig alltid antimonitcellernas motstånd i motsatt riktning, d. v. s. det ökade med tiden. Jag har sedermera undersökt motståndets förändringar med tiden för spänningar mellan 1—215 volt. Vid de lägre spänningarna (< 20 volt) bestämdes motståndet med elektrometer, vid de högre med hjälp av den på sid. 23 omnämnda Deprez-galvanometern.

Anordningarna vid elektrometerförsöken voro desamma som vid de förberedande försöken[3]. Hjälpmotståndet hade en storlek av 3.10^9 ohm. Strömmen genomgick varje gång kristallen i 70 min. Högst två serier togos pr dag. Tab. 8, som erhållits med elektrometermetoden, visar motståndets förändringar under strömgenomgången. Enheten för motståndet är ungefär 10^8 ohm. Det bör påpekas, att hjälpmotståndet kan ha varierat från dag till dag och att alltså värdena i tab. 8 endast äro strängt jämförbara i horisontalled, men ej

[1] Se sid. 3. [2] Se sid. 2. [3] Se fig. 1, sid. 12.

Tab. 8.

Antal min. efter strömslutn.: → / Spänning i volt:	Motstånd × 10^{-8} ohm										Spänning i volt lagd på antimonitcellen:
	1	3	5	10	20	30	40	50	60	70	
2.2	38.43	41.32	42.49	44.23	46.26	47.71	48.72	49.73	50.61	51.48	1.25—1.41
6.6	43.07	46.84	48.43	50.46	52.35	53.51	54.67	55.54	56.41	57.42	3.94—4.38
11.0	51.13	55.88	56.70	58.00	59.16	59.74	60.32	60.76	61.13	61.34	7.01—7.46
22.0	50.17	53.36	54.23	55.10	**55.39**	**55.39**	55.30	55.16	54.96	54.52	13.9—14.45

i vertikalled. Beträffande värdena på spänningen i första vertikalkolumnen i tab. 8 må påpekas, att dessa gälla den på antimonitcellen och hjälpmotståndet verkande totalspänningen. Spänningen på antimonitcellen har på grund av motståndsändringen varierat något under försökets gång. De ungefärliga gränserna angivas i sista vertikalkolumnen. Temperaturen var omkring 15 °.

Tab. 8 visar, att motståndet för de tre lägsta spänningarna oupphörligt växer med tiden och att denna tillväxt är störst, strax efter det strömmen slutits, och sedan blir mindre och mindre. Vid 22 volts totalspänning växer motståndet under de första minuterna efter strömslutningen; efter 20 à 30 min. når det ett maximivärde och blir sedan mindre. Den på antimonitcellen verkande spänningen är vid denna vändpunkt 14.5 volt.

Tab. 9.

	Motstånd × 10^{-8} ohm							
Antal min. efter strömslutn.: →	1/2	3/4	1	1 1/2	2	2 1/2	3	3 1/2
Spänning i volt:								
29.0	66.39	69.71	71.50	72.43	74.36	**75.37**	**75.37**	**75.37**
39.7	63.62	66.39	67.56	68.78	69.41	**70.04**	**70.04**	69.41
82.3	59.95	—	62.07	**62.31**	62.07	—	60.87	„
129.3	55.26	55.88	**56.00**	55.88	55.50	54.89	54.17	„
215.0	46.07	**46.23**	45.82	44.58	43.59	42.56	41.66	„

Resultatet av galvanometerförsöken framgår av tab. 9, som anger motståndet under strömgenomgången efter olika tider för spänningar mellan 29—215 volt. Motståndet är uttryckt uti 10^8 ohm som enhet. Tab. 9 visar, att motståndet, strax efter det strömmen slutits, ökar, når ett

maximum och sedan avtager, ävensom att maximet nås efter kortare tid, ju högre spänningen är.

Tab. 8 och 9 gälla för strömriktningen *a*. I den andra strömriktningen erhölls alltid samma gång i motståndsändringen som i *a*-riktningen. Det framgår således, att motståndsändringen är beroende av den pålagda spänningen. Vid låga spänningar ökar motståndet alltjämt[1]. Då spänningen växer, framträder mörkertröghetsfenomenet så småningom och tidigare, ju större spänningen är. Detta överensstämmer med vad Planck[2] observerat, då strömmen genomgått kristallen parallellt med *c*-axeln, blott med den skillnad, att mörkertrögheten vid Plancks försök framträdde tydligt redan vid 0.8 volts spänning, under det att den av mig observerats först vid ungefär 15 volt. Beträffande mörkertröghetsfenomenets storlek är det svårt att göra någon jämförelse mellan Plancks och mina resultat, enär Plancks värden erhållits med relativt låga spänningar. Däremot giva Ries' och v. Martins observationer vid handen, att mörkertrögheten i deras celler framträtt med ungefär samma styrka som i min. Ries[3] fann, att strömstyrkan hos en cell vid 110 volts spänning på 20 min. ökade från 195 till 280 skaldelar, d. v. s. med 43.6 %, under det att min cell för samma spänning och tid utvisade en ökning i strömriktningen *a* från 35.6 till 52.7, i *b*-riktningen från 50.2 till 71.6, motsvarande 48.0 och 42.6 % ökning[4]. Fru v. Martin observerade vid 72 volts spänning efter 19 min. strömgenomgång en ökning från 30 till 40 skaldelar eller om 33 %.

I motsats till tab. 8 äro värdena i tab. 9 jämförbara även i vertikalled. Man kan alltså draga den slutsatsen, att motståndet hos antimonitcellen vid här använda spänningar minskas, då spänningen ökas. En särskild under-

[1] Ännu efter ett par timmars strömgenomgång kunde vid 2.2 volts spänning ingen motståndsminskning iakttagas.

[2] W. Planck, l. c.

[3] Chr. Ries, Ann. d. Phys. 36, 1055, 1911.

[4] Se kurvorna 1 *a* och 2 *a*, fig. 8.

sökning visade, att denna "spänningseffekt" i bägge strömriktningarna gjorde sig märkbar redan från 10 volts spänning.

B. Motståndets förändringar vid strömomkastning.

Ries[1] och v. Martin[2] hava i korthet omnämnt, huru motståndet förändras, då strömriktningen omkastas. Ries fann, att cellen efter strömomkastningen bibehöll den på grund av mörkertröghetsfenomenet ökade ledningsförmågan, en observation, som sedermera även gjorts av Planck, under det att v. Martin fann, att ledningsförmågan i den nya riktningen försämrats i följd av den föregående strömgenomgången. Jag har även underkastat detta fenomen en granskning och därför observerat strömstyrkans förändring en längre tid efter strömvändningen.

Emedan min cell visar unipolär ledning, har jag undersökt strömomkastningens inflytande, såväl då strömmen före omkastningen gått i riktningen *b* som i riktningen *a*. Vid dessa försök betjänade jag mig av en anordning, sådan att strömriktningen omkastades i antimonitcellen men icke i galvanometern. Spänningen har i båda fallen varit 110 volt.

1. *Strömmen går före omkastningen i riktningen b.*

Det typiska förloppet av strömstyrkans variationer före och efter strömvändningen åskådliggöres av kurvan 1 i fig. 8, där tiden är avsatt som abskissa, galvanometerutslaget som ordinata. Den första, stigande grenen (1 *a*) anger strömstyrkans förändring före strömvändningen, således dess ökning i följd af mörkertrögheten. Vid strömvändningen erhålles omedelbart en kraftig ökning av galvanometerutslaget, vilken ökning emellertid avtager mycket hastigt. Denna ökning är ej angiven på kurvan. Härefter följer en

[1] Chr. Ries, Ann. d. Phys. 36, 1055, 1911.
[2] H. v. Martin, l. c.

stark minskning av strömstyrkan, som framgår av 1 *b*, fig. 8. Strömstyrkan sjunker härvid till en början mycket hastigt, sedan långsammare, når så småningom ett minimum och tilltager därefter. — Ju kortare tid strömmen genomgått kristallen före strömomkastningen, ju hastigare nåddes detta minimum.

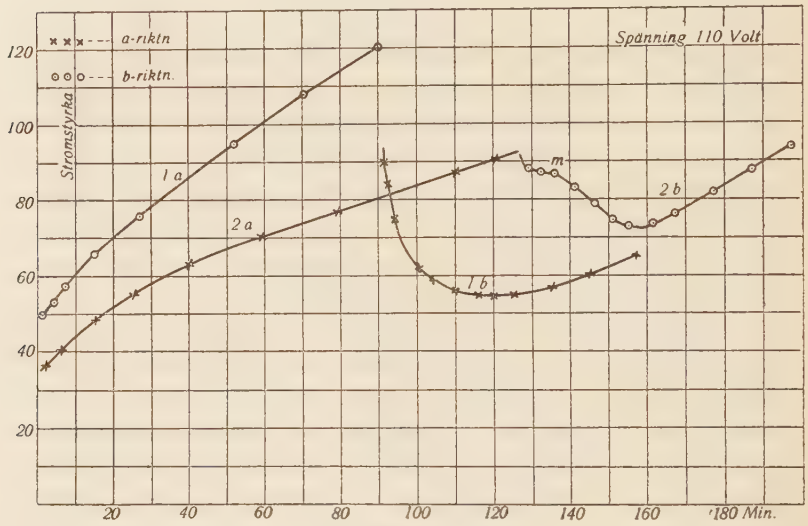

Fig. 8.

2. *Strömmen går före omkastningen i riktningen a.*

Strömstyrkans variationer åskådliggöras av kurvan 2, fig. 8. Då strömmen i detta fall före omkastningen (2 *a*) går i den riktning, i vilken motståndet är störst, erhålles efter strömomkastningen (2 *b*) ej så stora förändringar i strömstyrkan som i föregående fall. Vi få emellertid även nu omedelbart efter strömomkastningen en kraftig ökning av galvanometerutslaget, vilken hastigt försvinner[1], liksom vi också få ett tydligt minimum. Detta minimum föregås dock alltid av en liten omböjning (*m*) av kurvan.

[1] ej angivet på kurvan.

Av det här behandlade fenomenet vid strömomkastning i cellen framgår sålunda. Vid strömomkastningen erhålles en plötslig ökning av strömmen, som dock mycket hastigt försvinner. Därefter avtager strömstyrkan och når efter en längre tid — i kurvorna på fig. 8 efter cirka 30 min. — ett minimum för att därefter växa. Denna senare ökning i strömstyrkan är tydligen en verkan av det förut omtalade mörkertröghetsfenomenet. Den efter strömvändningen erhållna, långvariga minskningen i strömstyrkan är svårare att förklara, såvida man ej vill antaga, att mörkertrögheten är ett riktat fenomen. Då strömmen omkastas, skulle således den motståndsminskning, som framkallats under den föregående strömpassagen, så småningom försvinna, under det att motståndsminskningen samtidigt utbildades på nytt i den nya riktningen. — Strömändringen omedelbart efter strömmens omkastning företer samma förlopp, som den skulle göra, om det i cellen förefunnes en polarisation. Den första ökningen i galvanometerutslaget skulle alltså kunna bero på en under den föregående strömgenomgången utbildad polarisation, den därpå följande minskningen på polarisationens utbildning i den nya riktningen. Jag har försökt bestämma storleken av denna eventuella polarisation, dels med hjälp av elektrometer, dels genom bestämning av strömstyrkan hos kristallen omedelbart efter strömslutningen.

Försöksanordningarna vid elektrometerförsöken framgå av fig. 9. Strömmen från ackumulatorbatteriet A går över paraffinvippan a genom antimonitcellen och galvanometern G tillbaka till A. Då vippan kastas om, avbrytes strömmen, och cellen förbindes med elektrometern E. Elektrometerns[1] första utslag jämte dess utslag efter 1 och 2 min. avlästes. Resultaten framgå av tab. 10, där V betyder ackumulatorspänningen, v_0 spänningen, som motsvarar elektrometerns första utslag, v_1 och v_2 spänningen efter 1 och 2 min.; α är galvano-

[1] Tiden för en fullständig svängning var 9 sek.

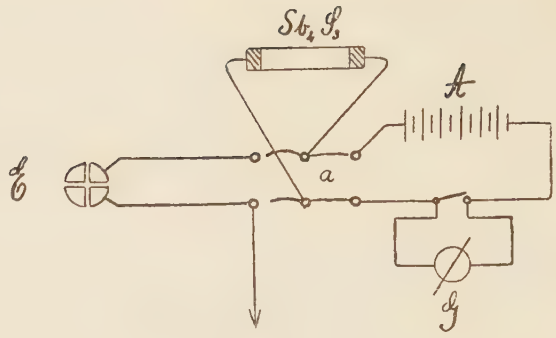

Fig. 9.

meterutslaget, omedelbart innan strömmen avbröts. Alla spänningarna äro angivna i volt. Strömmen har i varje fall genomgått kristallen 1 min., innan polarisationen avlästes. Den gick i riktningen *b*.

Tab. 10.

V	v_0	v_1	v_2	α
20.6	8.35	1.20	0.6	8.6
65.3	24.5	2.65	1.3	31.2
82.0	28.25	2.35	1.05	42.0

De stora värdena på v_0 i tab. 10 ge vid handen, att det ej kan vara tal om någon vanlig polarisation[1]. Ännu tydligare framgår detta av följande

[1] I samband med detta försök undersökte jag, om elektrometerutslagen voro beroende av, huruvida kristallen under försöket varit belyst eller ej. Kristallen var inställd så som vid försöken med 110-volts lampan och gittret på 0.80 μ. Det visade sig, att belysningen ej förändrade elektrometerutslagen.

Bestämning av begynnelseströmstyrkan hos antimonitcellen. Anordningarna vid detta försök framgå av fig. 10. I denna föreställer *abc* en telegrafnyckel, *E* en ackumulator och *m* ett reglerbart motstånd. Den ena metallcylindern i nyckeln vid *a* är inborrad i en ebonitplatta *d*. *A* är ett ackumulatorbatteri, vilket liksom alla ledningstrådarna är mycket väl isolerat. Nyckeln är jordledd vid *b*. Från *E* går den elektriska strömmen över *c* och *b* genom galvanometern *G* och tillbaka till *E*. Om man trycker ned knappen *K* på telegrafnyckeln, öppnas strömmen vid *c*. I stället fås en ström, som går från *A* genom antimonitcellen Sb_2S_3,

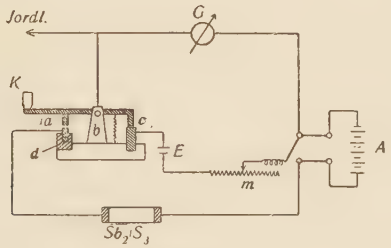

Fig. 10.

över *a* och *b*, genom galvanometern och tillbaka till *A*. Om denna ström är kraftigare än den förra, växer galvanometerutslaget, är den mindre, avtager galvanometerutslaget. Äro strömmarna åter lika stora, förblir utslaget oförändrat, förutsatt att nedtryckningen av *K* går mycket hastigt. — Vid försöken utgick jag alltid från ett litet värde på hjälpströmmen, så att galvanometerutslaget ökade, då knappen *K* nedtrycktes. Hjälpströmmen ökades så småningom, tills vid nedtryckningen ingen ökning i utslaget kunde iakttagas. Antimonitcellens begynnelseströmstyrka är tydligen lika stor som den då använda hjälpströmmen. Kalla denna ström α_0, den i antimonitcellen efter någon minuts strömgenomgång observerade minimiströmstyrkan α, ackumula-

torbatteriets spänning V, antimonitcellens motstånd m och polarisation v.

Vi få då:

$$\alpha_0 = \frac{V}{m} \text{ och } \alpha = \frac{V - v}{m}, \text{ varav } \frac{v}{V} = \frac{\alpha_0 - \alpha}{\alpha_0} \text{ och } v = \frac{\alpha_0 - \alpha}{\alpha_0} \cdot V.$$

En bestämning av α_0 och α kan således ge oss upplysning om den eventuella polarisationens storlek. Vid bestämningarna av begynnelseströmstyrkan, som gjordes med 10 min. mellanrum, gick strömmen i regel genom kristallen blott några få sekunder. Temperaturen var omkring 15°.5.

Tab. 11.

	V	α_0	α	v/V	v
Strömriktning: *a*	20.6	20.1	6.1	0.70	14.4
	„	20.0	6.3	0.69	14.1
	65.0	70.4	20.2	0.71	46.2
	65.6	70.3	20.2	0.71	46.3
	122.2	149.0	44.8	0.70	85.5
	129.0	147.0	48.9	0.67	86.2
Strömriktning: *b*	20.6	21.1	7.3	0.65	13.5
	„	„	7.5	0.64	13.3
	64.7	77.0	27.6	„	41.5
	65.0	77.4	28.2	„	41.3
	122.0	173.0	63.1	„	77.5

I tab. 11 angivas resultaten för båda strömriktningarna; α_0, α, V och v ha sin nyss omnämnda betydelse. — V och v äro angivna i volt. — Vi se, att v/V i det närmaste är

oberoende av V; för a-riktningen är dess medelvärde 0.70, för b-riktningen 0.64. Detta förhållande även som det stora värdet på v visar, att det ej här kan vara fråga om någon vanlig polarisation.

Vid ovannämnda försök är, såsom framgår av fig. 10, antimonitcellen alltid uppladdad till ackumulatorbatteriets spänning, innan strömmen slutes. Jag har emellertid övertygat mig om, att denna uppladdning ej utövade något märkbart inflytande på begynnelseutslaget.

Vi se således, att försöken att bestämma den eventuella polarisationen hos antimonitcellen givit så höga värden, att det här ej kan vara fråga om någon vanlig polarisation. Den på sid. 45 omtalade hastiga ökningen och minskningen i strömstyrkan omedelbart efter strömomkastningen måste därför förklaras på annat sätt.

Som förut nämnts (sid. 6) undersökte Planck ledningsförmågan parallellt med c-axeln med växelström. Han lät strömmen från ett ackumulatorbatteri gå genom en galvanometer och en särskilt konstruerad kommutator, som var förbunden med antimonitcellens ledningstrådar. Då kommutatorn stod stilla, gick det likström genom cellen, sattes den åter i rotation, så kom strömmen genom antimonitcellen att ideligen växla riktning. I följd av antimonitcellens ringa ledningsförmåga inverkade i detta sista fall antimonitcellens och kommutatorns kapacitet på strömstyrkan. Denna blev större, än vad man av cellens ledningsförmåga skulle vänta.

Kan en sådan kapacitetsverkan hos min antimonitcell förklara den stora begynnelsesströmstyrkan samt elektrometerutslagen, som jag erhöll efter strömavbrottet? Det är icke troligt, att så är fallet, enär kapaciteten i så fall måste ha ett mycket stort värde. Man kan nämligen beräkna kapaciteten med hjälp av de på sid. 46 omtalade elektrometerförsöken. Låt V_0 vara elektrometerutslaget omedelbart efter det cellens poler förbundits med elektrometern, V_t utslaget t sek. senare och W cellens motstånd uttryckt i ohm. Kapaciteten hos cellen jämte elektrometern är då

$$c = \frac{t}{W \cdot \log \frac{V_0}{V_t}} \text{ farad.}$$

Med följande värden: $t = 40$ sek., $W = 3.10^9$ ohm, $V_0 = 27$ och $V_1 = 3.8$ volt, få vi $c = 6.7 \times 10^{-9}$ farad, ett värde, som att döma av elektrometerns[1] och cellens dimensioner är alldeles för stort. Ett försök att med hjälp av växelström och telefon mäta kristallens kapacitet gav också vid handen, att en kapacitet av ovannämnda storleksordning ej existerade. — Ännu ett förhållande talar mot antagandet av någon väsentlig kapacitetsverkan. Om jag låter strömmen genomgå antimonitcellen några minuter och därefter kopplar ur strömkällan och kortsluter cellen genom galvanometern, så passeras denna av en ström i motsatt riktning mot den ursprungliga, som ännu efter flera minuter är påvisbar. Som exempel kan nämnas följande: En ström av 129 volts spänning genomgick antimonitcellen i 4 min. och åstadkom då på galvanometern ett utslag av 46 skaldelar. Därefter kortslöts cellen genom galvanometern, och polarisationsströmmen avlästes. Efter 45 sek. var den 1.5, efter 1 min. 1.3, efter $1^1/_2$ min 0.8 och efter 6 min. ännu 0.4 skaldelar. Hade det varit fråga om en vanlig kondensatorurladdning, så hade strömmen försvunnit mycket fortare.

Varken polarisation eller kapacitetsverkan kan således förklara motståndsändringen omedelbart efter strömomkastningen. Att ge någon tillfredsställande förklaring är mig för närvarande omöjligt.

---

[1] Elektrometerns kapacitet är av storleksordningen 10^{-11} farad.

Kap. VI.

Temperaturens inflytande på elektriska ledningsmotståndet.

Temperaturens inflytande på motståndet hos min cell har undersökts mellan 0°—31.2° C. Antimonitcellen var härvid upphängd i ett glasrör, som nedsänktes i den ena av två vattenfyllda, värmeisolerade cylindrar. I den andra cylindern fanns en skruvformig omrörare, medelst vilken

Tab. 12.

t	a-riktn.	b-riktn.	V
	α	α	
0	14.2	21.5	111.5
6.7	24.6	38.5	111.2
12.2	39.5	58.4	„
15.9	49.4	71.4	„
18.7	66.1	98.1	„
21.4	76.3	109.8	110.4
27.0	117.0	166.5	110.8
31.2	156.0	227.2	„

vattnet kunde bringas i oupphörlig cirkulation från den ena cylindern till den andra. Strömstyrkan vid varje särskild temperatur avlästes först, sedan temperaturen hållits konstant ett par timmar. Det var alltid minimiströmstyrkan, som avlästes.

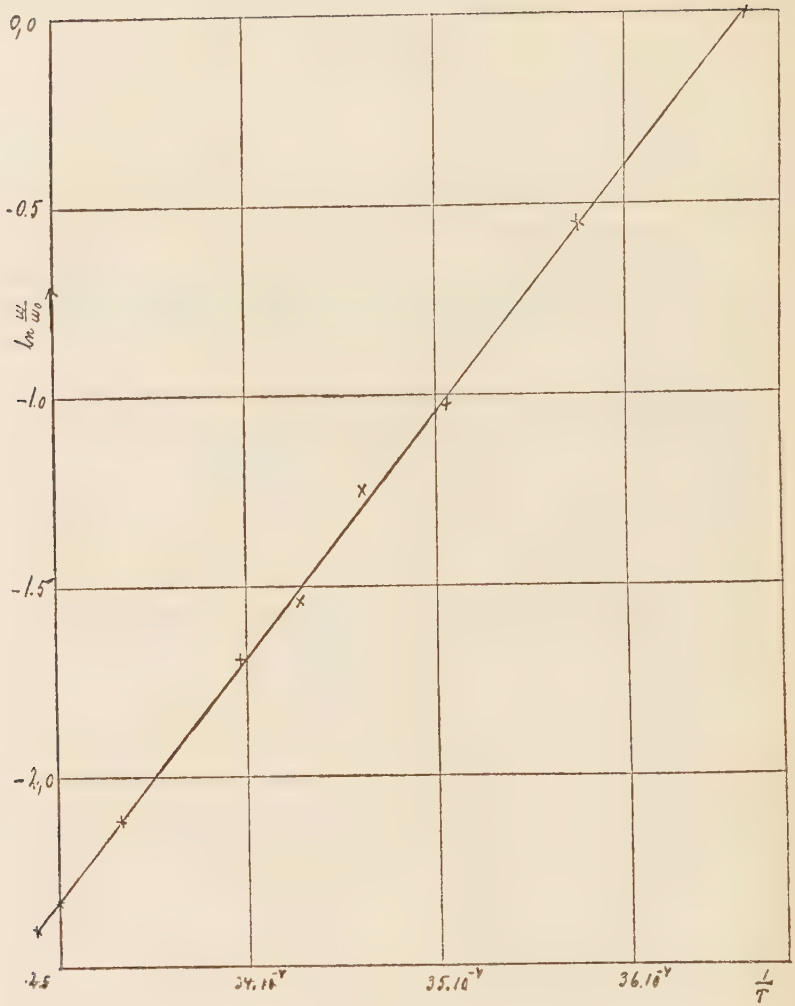

Fig. 11.

Resultaten framgå av tab. 12. I denna anger t temperaturen, V den anlagda spänningen i volt, α galvanometerutslagen för resp. strömriktningar. Med kännedom om galvanometerns känslighet ($5.2 \cdot 10^{-10}$) kan cellens maximi-

motstånd W beräknas. Det visar sig härvid, att detta vid temperaturstegring avtager efter en exponentialkurva. Om man i ett rätvinkligt koordinatsystem avsätter $\frac{1}{T}$ (T = absoluta temperaturen) efter abskissaxeln, $\log \frac{W}{W_0}$ (W_0 = motståndet vid 0° C.) efter ordinataxeln, får man för strömriktningen a kurvan i fig. 11, som är en rät linje. Motståndet kan alltså uttryckas genom formeln

$$\log \frac{W}{W_0} = C_1 \cdot \frac{1}{T} + C_2$$

eller

$$W = W_0 \cdot e^{C\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)}, \quad (3)$$

där $T_0 = 273$ och C en konstant, här lika med 6396. Tab. 13 anger motståndets värden vid olika temperaturer, dels beräknade med formeln (3) [W (ber.)], dels med hjälp av galvanometerutslagen i tab. 12 [W (obs.)].

Tab. 13.

t^0	W (obs.)	W (ber.)
0	151.0×10^8	—
6.7	86.9 „	86.1
12.2	54.1 „	55.4
15.9	43.3 „	41.6
18.7	32.4 „	33.6
21.4	27.8 „	27.5
27.0	18.2 „	18.3
31.2	13.7 „	—

Överensstämmelsen är som synes tämligen god. — Formeln (3) gäller även för strömriktningen b. Konstantens värde är dock något mindre ($C = 6293$).

Maximimotståndet hos min cell kan alltså inom området 0°—31° uttryckas genom formeln (3), ett förhållande, som har sitt intresse, då ju Koenigsberger funnit[1], att motståndet hos metalliska ledare kan uttryckas genom formeln

$$W = W_0 (1 + \alpha t + \beta t^2) e^{q\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)}, \quad (4)$$

där α, β och q äro för varje ledare karaktäristiska konstanter. Om man bortser från faktorn $(1 + \alpha t + \beta t^2)$ får Koenigsbergers formel samma utseende som formeln (3) och innehåller således blott konstanten q, dissociationsvärmet. Fru v. Martin och Planck ha undersökt temperaturens inflytande på motståndet och funnit, att motståndet starkt avtager, då temperaturen stiger. Planck undersökte motståndsvariationerna mellan 20°—100° och fann, att Koenigsbergers motståndsformel gällde. Medelst den förenklade formeln (3) beräknade han dissociationsvärmets storlek parallellt med c-axeln till 2560—2860, under det att v. Martin ur sina observationer mellan 17°—37° fann q vara omkring 10000. Mina värden på konstanten c ligga således mellan de här nämnda. På grund av de komplicerade ledningsförhållandena hos min cell är det emellertid ej givet, att mitt värde på konstanten betyder dissociationsvärmet.

[1] Se t. ex. J. Koenigsberger, Ann. d. Phys. 32, 179, 1910.

Sammanfattning.

De viktigaste resultaten av föreliggande undersökning kunna sammanfattas sålunda:

1. Vid bestrålning minskas antimonitcellens elektriska motstånd. Denna s. k. "inre fotoelektriska" effekt förorsakades hos min cell huvudsakligen av de strålar, vilkas våglängd var mindre än 1.0 μ. Verkan var störst för ljus av våglängden 0.79—0.80 μ.

2. Antimonitcellens motstånd förändrades med tiden för strömgenomgången. Var den anlagda spänningen mindre än 10 volt, så växte motståndet oupphörligt, var den större än 15 volt, växte motståndet under tiden närmast efter strömslutningen, nådde ett maximum och blev därefter mindre. Cellen visade således, om spänningen var tillräckligt stor, mörkertröghet. Ju större spänningen var, ju tidigare framträdde mörkertrögheten. — Om strömmens riktning omkastades, sedan mörkertröghetsfenomenet tydligt utbildats, så kom, om man bortser från en omedelbart efter strömomkastningen uppträdande, snabbt försvinnande motståndsminskning, motståndet först att växa — till en början hastigt, sedan långsamt, — nå ett maximum och därefter avtaga.

3. Motståndet hos kristallen varierade starkt med temperaturen. Mellan 0°—31° kan maximimotståndet hos min cell vid 110 volts spänning uttryckas genom formeln

$$W = W_0 \cdot e^{q\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)},$$

där värdet på q i ena strömriktningen är 6396, i den andra 6293.

Innehållsförteckning.

Sid.

Inledning 1

Kap. I. Antimonitcellerna 10

Kap. II. Förberedande försök 12

Kap. III. Motståndets förändring vid bestrålning med ljus av olika våglängder.

A. Försöksanordning 18

B. Försök med belysning från en 220-volts lampa ... 23

C. Försök med belysning från en 110-volts lampa ... 28

Kap. IV. Om transmissionen hos antimonit 36

Kap. V. Motståndsförändringar vid långvarig strömgenomgång.

A. Mörkertröghetsfenomenet 39

B. Motståndets förändringar vid strömomkastning ... 43

Kap. VI. Temperaturens inflytande på elektriska ledningsmotståndet 51

Sammanfattning 55